

A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

1956

4. ÉVFOLYAM, 3. SZÁM

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Mátrai Tibor és Vödrös Dániel
közreműködésével szerkeszti:
Faragó Péter

4. évfolyam 3. szám

1956. május-június

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal:

1. Scari Ottó: Paschen-Runge típusu optikai rácsos
spektrográfok jusztírozásáról..... 183
2. Jánossy Lajos és Nagy László: A Rossi-görbe menete
nagy ólomvastagságoknál..... 195
3. Gécs Mária és Mertz János: Stabilizátor magnyomaték
mérő mágneshez..... 203
4. Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska: Kőolaj lelő-
helyekről származó vizminták deutérium-
oxid tartalmának vizsgálata..... 215
5. Erő János és Keszthelyi Lajos: Nagyenergiájú γ sugarak
számlálása..... 227
6. Mráz József: Gyorskoincidencia körök méretezési szem-
pontjai..... 233
7. Schmidt György: Cserenkov sugárzás véges határolt
vákuumban..... 236
8. Berecz György és Bondár László: Lineáris rétegpoten-
ciométerek vizsgálata..... 243
9. Lukovics Albert: Folyékony szcintilláló anyagok
/foszforok/ vizsgálata..... 249

-. - . - . - . - . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Paschen-Runge típusu optikai rácsos spektrográfok
jusztírozásáról

Irta: Scari Ottó

Amikor a molekulaszpektroszkópiai kutatócsoport 1950-ben megkezdte munkásságát, legelső és legfőbb feladata volt a Paschen-Runge felállítású optikai rácsos spektrográf üzembe helyezése. Annakidején még senkinek sem volt tapasztalata rácsos spektrográfok jusztírozásával kapcsolatban, azért az újrabéállításnál az volt a szempont, hogy minél kevesebb szerkezeti elem és minél kevesebb optikai paraméter megváltoztatásával igyekezzünk éles szinképet létrehozni. Az akkor elvégzett beállítási munkák során elértük, hogy az optikai ráccsal mintegy 2000 Å-nyi szinképszakaszon tudtunk egy beállítással éles szinképet fényképezni és ezt az éles szinképszakaszt bármikor a szinképnek arra a területére tudtuk vinni, amelyen felvételt készíteni kívántunk. Olyan optikai beállítást, amely lehetővé tette volna, hogy a szinkép bármely szakaszán kisebb előzetes jusztírozás nélkül is tudjunk éles szinképet fényképezni, csak azért nem tudtunk létrehozni, mert kötöttük magunkat ahhoz, hogy a rács befogószerkezetét, a fényképezőlemez tartószerkezetét, valamint a rés alaptartóját nem mozditjuk ki eredeti helyzetéből. Ezek a régen készült szerkezetek olyan kivitelűek, hogy állító- és tartócsavaraik megnyitása után a szerkezet eredeti állapota nem lett volna a megkívánt pontossággal helyreállítható.

Az optikai rácsos készüléknek a KFKI csillebérci központjában való felállítása érdekében új korszerű rács- és résfoglalat készült. Ezen foglalatok végleges méretezése szükségessé tette a régi rácsfoglalat megbontását. Bár a foglalat megbontása és visszaszerelése nagy gonddal történt, a rács eredeti helyzetét - az előbb említett okok miatt - mégsem sikerült visszaállítani.

A molekula-csoport folyamatos munkájának biztosítása érdekében nyomban megkezdtek az optikai rácsos spektrográf újrajusztírozását. Ez alkalommal minden szerkezeti és optikai elemet úgy állítottunk be, hogy a spektrográf által szolgáltatott szinkép egyidőben minden szinképtartományban optimális élességű lett.

Ujabbán J. Weinard (2) foglalkozott nagy feloldóképességű és nagy diszperziójú optikai rácsos készülék beállításával. Készüléke lényegében Paschen-Runge felállítású rácsos spektrográf, amelyet elmozditható sík- és konkáv tükrök segítségével könnyen Wadsworth-rendszerűvé lehet alakítani. A Weinard által megadott rácsfelállítás számos figyelemreméltó technikai részletkérdésével itt nem foglalkozunk. A jusztírozási eljárás kiindulópontja nála a konkáv rács görbületi sugarának pontos ismeretén alapszik. Előre megépíti a Paschen-kört, /a realizált Rowland-kört Paschen-körnek is szokás nevezni/ amelynek átmérője azonos a rács görbületi sugarával, majd a rácsot úgy helyezi el a Paschen-körön, hogy a rácshoz kötött Rowland-kör és a Paschen-kör fedésbe kerüljön.

A rácsfelállítás általunk alkalmazott módszerének egyik előnye, hogy nem szükséges az optikai rács görbületi sugarát nagy pontossággal /0.03%/ ismerni. Autokollimáció segítségével meghatározzuk a rácstükör görbületi középpontjának, azaz a Rowland-kör egy pontjának térbeli helyét, majd fokozatosan materializáljuk a Rowland-kört, azaz kiépítjük a Paschen-kört.

Az 1. ábrán bemutatjuk, hogy a felállítás előkészítő szakaszában az egyes szerkezeti elemek elhelyezése milyen méret-tűréssel történhet. Adott konkáv rácsunk Rowland-körének sugarát

3200 \pm 30 mm-nek vettük. A konkáv rács rovátkolt felületének középpontját az $r_1 = 30$ mm sugaru hibakörön belül helyezzük el oly módon, hogy ugyanakkor optikai tengelye az O középpont $r_0 = 10$ mm sugaru környezetén haladjon át. A 10 m hosszú rugalmas és állítható fényképezőlemez befogó olyan szerkezetű, hogy az optikai rácstól mért távolságát az ábrán vonalkázással jelölt sávon belül a vonalkázás irányában folytonosan lehet változtatni. A rés elhelyezése is egy $r_2 = 30$ mm sugaru hibakörön belül történhet.

A rács foglalatának három egy ponton átmenő és egymásra merőleges tengely körüli forgatási lehetősége van. Ezeket a tengelyeket jelöljük X, Y, Z -vel. Ezen tengelykereszt középpontja a vízszintes síkban elmozgatható két koordinátatengely mentén, amelyek X és Y -nal párhuzamosak. Ezeket a tengelyeket jelöljük X' és Y' -vel /2. ábra/. A rés foglalatának ugyanennyi szabadság foka van. A rés-foglalat megfelelő tengelyeit r index is jelzi.

1. A rács elhelyezése

A rács osztott felülete közepének az $r = 30$ mm sugaru hibakör fölé való helyezése nem okoz különösebb nehézséget. A konkáv rács-tükör normálisa számára megszabott közelítő helyzet is könnyen beállítható: O pontban függőleges rudat helyezünk el, amelynek felső vége a rács-tükör középpontjával azonos magasságban van. N_0 -tól az O-nál felállított rud felső végével megcélózuk a rács-tükör közepét, majd a rácsot a foglalat Y és Z tengelye segítségével addig forgatjuk, amíg tükrében szemünk nagyított képét meglátjuk. Ezzel a rács optikai tengelyének helyzetét "szem-mértékkel" beállítottuk.

2. A vízszintes sík kijelölése

A rácsnak az 1. pontban leírt elhelyezése után szintező teodolittal felállunk az O pont közelében és kijelöljük a rács-tükör rovátkolt felületének középpontján áthaladó vízszintes síkot. A rés foglalatának, valamint a fényképezőlemezek tartószerkezetének magasságát $\pm 0,5$ mm pontossággal hozzáállítjuk ehhez a síkhoz.

3. A rács karcolatainak függőlegesre állítása

A rácsához kötött Rowland-kör síkja merőleges a rács karcolataira. Ha azt kívánjuk, hogy a Rowland-kör a vízszintes síkba kerüljön, akkor biztosítanunk kell a rács karcolatainak függőleges helyzetét.

N_0 -nál felállítunk egy vonalas szinképet adó fényforrást, pl. Na-gőzlámpát, olymódon, hogy a vízszintes sík felezze a lámpa függőlegesen elhelyezett világító oszlopát. A rácsra eső fény egy része a geometriai optika törvényei szerint refraktálódik a gömbtükörről, másik része az interferencia-optika törvényei szerint a rács normálisától pozitív és negatív irányban elhajlási szinképet alkot. Megjegyezzük, hogy a keletkező szinkép nem lesz éles, jelen esetben azonban csupán a szinképnek a vízszintes síkhoz viszonyított helyzete bír jelentőséggel /3. ábra/.

A 3.a. ábrán a szinképet abban a helyzetben mutatjuk be, amikor a rács karcolatai nem függőlegesek, azaz a Rowland-kör síkja nem esik egybe a vízszintes síkkal. A rácsnak a foglalat X tengelye körüli elforgatásával elérhetjük, hogy a szinkép a vízszintes síkba kerüljön /3. b. ábra/.

4. A konkáv rács-tükör görbületi középpontjának kijelölése

N_0 pont közelében a vízszintes sík alatt elhelyezünk egy k tárgyat, pl. függőleges irányú karcolást egy üveglemezen. /4.a. ábra/. A konkáv tükör valahol előállítja ennek geometriai-optikai képét, k' -t. A rácsnak Y és Z tengelyek körüli elforgatásával elérhetjük, hogy k és k' közös pontja a vízszintes síkba kerül /4.b. ábra/. Ezután a rácsnak X' tengely mentén való eltolásával elérhető, hogy k' -t ugyanolyan élesen látjuk, mint magát k -t. k és k' közös pontja ekkor a rács-tükör G görbületi középpontja /4.c. ábra/. G pontot a rács-tükör középpontjával összekötő egyenes a Rowland, illetőleg a Paschen körnek egy átmérője. A fényképezőlemez-tartók szerkezetét úgy állítjuk be, hogy G pont a fényképező emulzióra essék. A Paschen-kör átmérőjének ismeretében jó közeli-téssel megszerkeszthetjük a Paschen-kört is és a fényképezőlemez-tartószerkezetét a fényképezésre szánt körív mentén hozzáállíthatjuk a Paschen-körhöz. Minthogy a kör középpontját közvetett

mérésből határoztuk meg, tulzott pontosságra nem számíthatunk, azaz a Paschen-kör a Rowland-körrel csak G pontban esik pontosan egybe, egyebütt a két kör fedése csak közelítőnek tekinthető.

5. A rés elhelyezése

A rés elhelyezéséről már 2. alatt volt szó, amikor is a rés foglalatát úgy helyeztük el, hogy a vízszintes sík felezi a függőleges részt. A rés középpontját a rács középpontjával összekötő egyenest megvilágítási tengelynek nevezzük. Esetünkben a megvilágítási tengely a rács optikai tengelyével mintegy 45° -os szöget zár be. A résfókák síkjának a megvilágítási tengelyre merőlegesen kell állniuk. Tükröző felületű résfókák esetében a megvilágítási tengelyre való merőlegesre állítás ugyancsak autokollimációval történhet az Y_r és Z_r tengelyek körüli forgatás segítségével.

6. A rés függőlegesre állítása

A résen át tetszőleges fényforrással megvilágítjuk az optikai rácsot, majd homályosított üveg segítségével megkeressük a résnek a rács által alkotott geometriai optikai képét. Ez kép a nagy beesési szög miatt erős asztigmatizmust mutat. A rés középső harmadának letakarásával az asztigmatikus kép két részre válik /5. ábra/. A résnek X_r -tengely körüli elforgatásával található olyan réshelyzet, amelynek megfelelő asztigmatikus képek pontosan egymás függőleges irányu meghosszabbításában fekszenek. Ezt a réshelyzetet rögzítjük. A rés most merőlegea a Rowland-kör síkjára.

7. A résnek a Rowland-körre való hozása

A Paschen-Runge rácsfelállítás szerint a résnek a Rowland-körön kell lennie. A résen át olyan vonalas szinképet adó fényforrással világítjuk meg a rácsot, amely fényforrásnak G görbületi középpont közelében fényerős szinképvonalai vannak. A részt X_r mentén elmozgatva találhatunk egy olyan réshelyzetet, amelynél a görbületi középpontnál észlelt szinképvonalak a legélesebbek. Ez a réshelyzet felel meg a beállítás követelményeinek, azaz a rés a Rowland-körön van. Ugyanekkor a szinkép a Rowland-kör mentén mindenütt éles.

8. A Paschen-kör kiépítése

G ponttól kiindulva a Paschen kört, azaz a fényképezőlemezek tartószerkezetét úgy állítjuk, hogy a rács által előállított vonalas szinkép a kör mentén mindenütt éles legyen. Az ultraibolya szinképtartományban célszerűen fluoreszkáló ernyő, az infravörösben pedig a második elhajlási rendhez tartozó látható szinkép segítségével végezhetjük a vizuális beállítást.

9. Fotografikus finombeállítás

A 4., 6., 7. és 8. beállítási műveletet fotografikusan is elvégezzük, amikor is a fényképfelvételek élességéből igen nagy pontossággal lehet az egyes optikai elemek helyzetére következtetni.

10. Megjegyzések

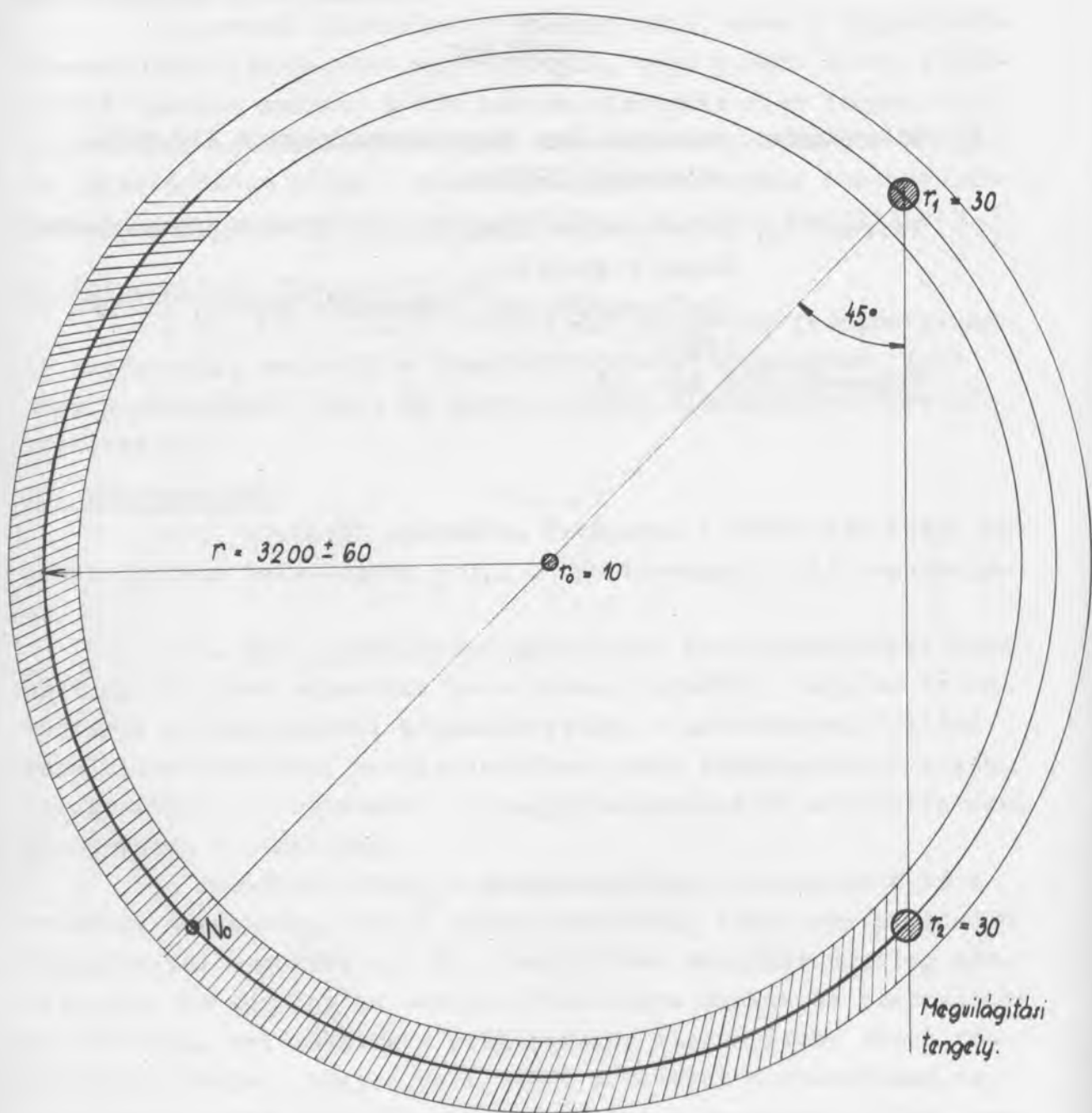
A 9. lépéstől kezdődően kívánatos a rácsfelállítást magában foglaló helyiségnek $\pm 0,1^\circ \text{C}$ pontossággal való temperálása.

A 7. és 8. beállítási műveletnél Fe-atomszinképet használtunk. Fe ivet képeztünk le a résre, olymódon, hogy az iv katódterét a leképezésből kirekesztettük. A katódterben fellépő vonalkiszélesedések, vonalvisszafordulások /önabszorpció/, még fotografikus ellenőrzésnél is nagyon megnehezítik a szinképvonal élességének elbírálását.

A rácsfelállítást a Spektroszkópiai Osztályon a rács valamint a rés régi, kellő számú szabadsági fokot nem biztosító foglalatával végeztük el. Ez a beállítási munkákat némileg hátráltatta, de még így is csupán 1/50-edrész munkaerőt használtunk fel az 1950. évi részleges beállításhoz viszonyítva. Ennek főokát abban látjuk, hogy a beállítási műveletek sorrendjének az előzőekben leírt megtartása lehetővé tette az egyes optikai paramétereknek egymástól függetlenül történő beállítását, több paraméteres szukszessziv aproximációra, illetőleg iterációs eljárásokra nincs szükség.

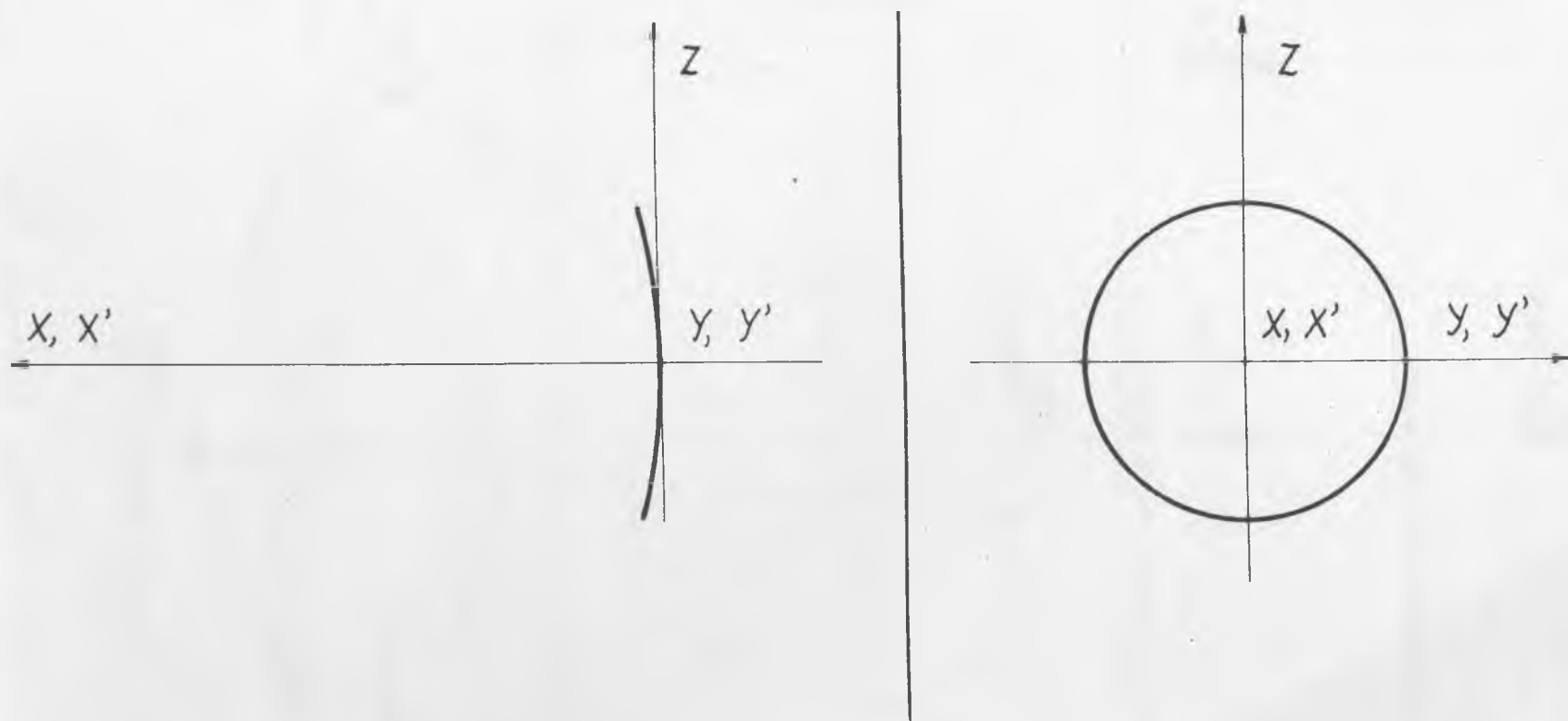
Irodalom:

- [1] Wien-Harms: Handbuch der Experimentalphysik XXI.303.
/Leipzig, 1927./
- [2] Weinard J., Aufbau eines kombinierten Gitterspektrografen
hoher Dispersion.
/Zeitschrift für Angewandte Physik, 7. 584.
1955./
Erkezett 1956 ápr. 17.

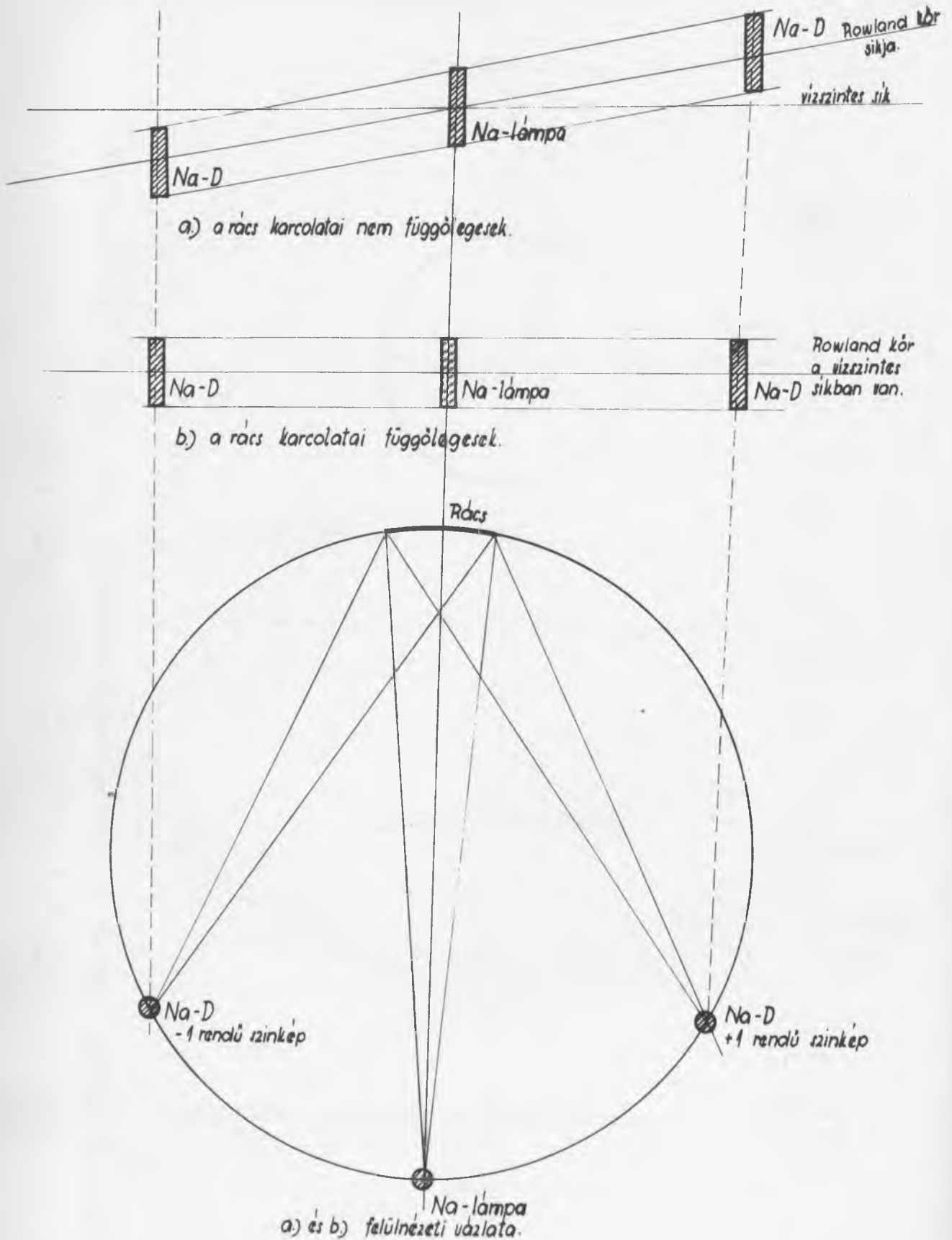


1 ábra. A rácsfelállítás előkészületi szakaszának vázlata.

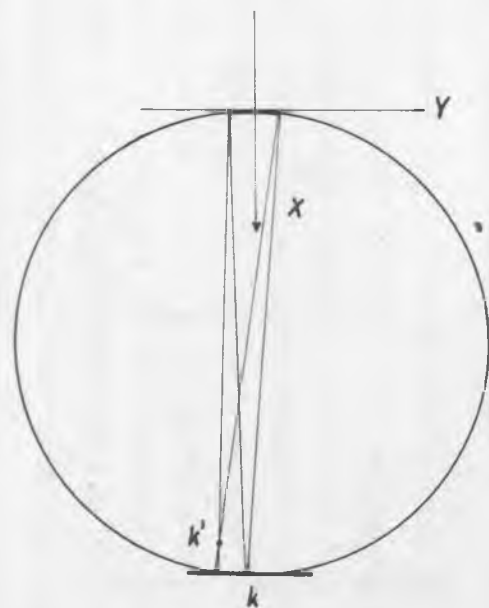
56.12571



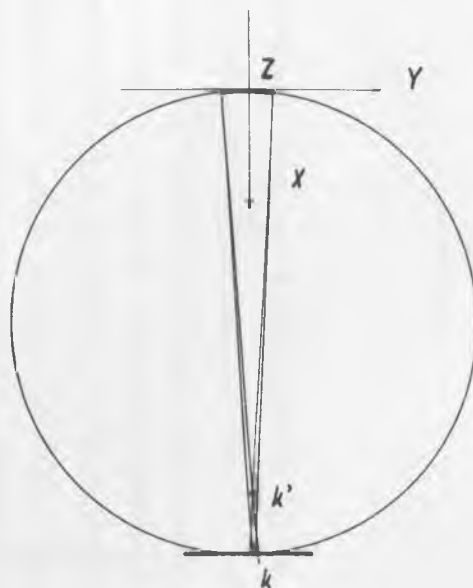
2. ábra. Az optikai rács és rés foglalatának szabadsági fokai. X, Y, Z : forgástengelyek,
 X', Y' : translációs irányok.



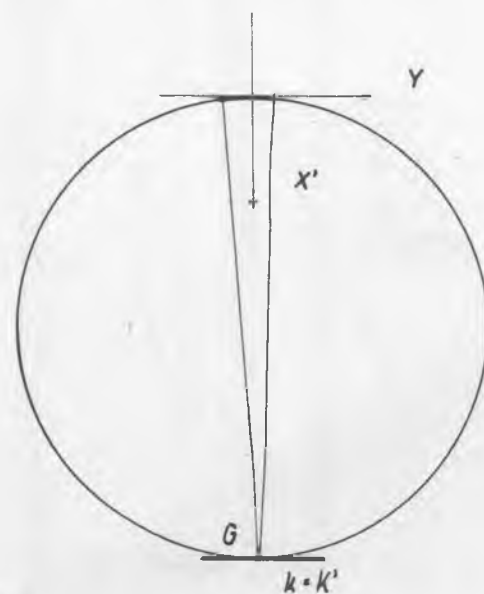
3. ábra. A rács rowátkörainak függőlegesre állítása.

visszintet
sík

a.)

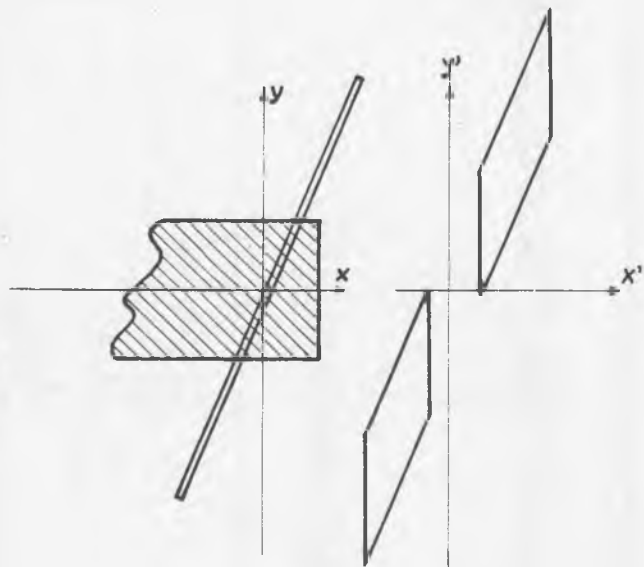


b.)

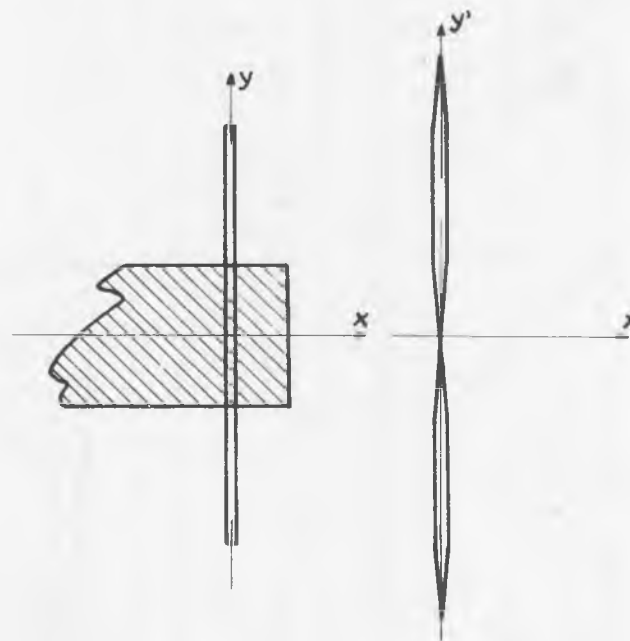


c.)

4. ábra. A konkáv rácsűkör görbületi középpontjának kijelölése.



a) ferde helyzetű, közepén lefedett rés és
asztigmatikus képe.



b) függőleges helyzetű, közepén lefedett rés és
asztigmatikus képe.

5. ábra.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A Rossi-görbe menete nagy ólomvastagságoknál

Irta: Jánossy Lajos és Nagy László.

BEVEZETÉS

1934-ben jelentek meg az első cikkek [1 - 3] arról, hogy a Rossi-görbének második maximuma is van. E kérdést azóta számos szerző vizsgálta. Egyesek találtak maximumokat az első maximumon kívül [pl. 4-8], mások azonban méréseik alapján tagadták ezek létezését [pl. 9 - 17]. /Részletesebb irodalom e kérdésről megtalálható a [18] alatt feltüntetett cikkben./

A maximumok értelmezéséhez eddig ismeretlen kölcsönhatási folyamatok létezését kell feltételezni. Ezért fontos annak a kérdésnek az eldöntése, hogy léteznek-e az első maximumon kívül további maximumok is.

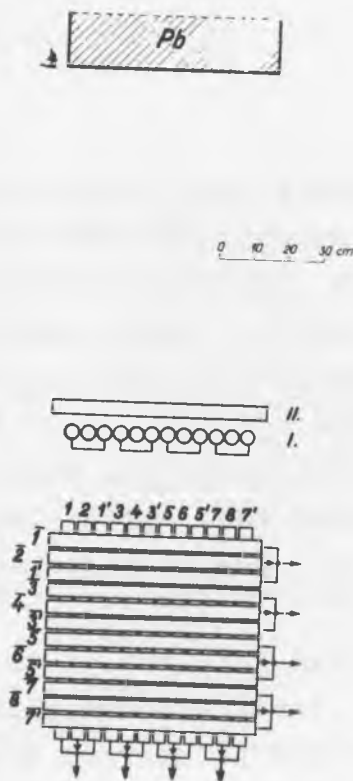
A szerzők egyike /J.L./ a 40-as években kritikailag összefoglalta az eddig rendelkezésre álló anyagot [13] és megállapította, hogy a különböző szerzők által talált második maximumok a háttérből a háromszoros hibahatárnál kisebb értékkel emelkednek ki, ezért indokolatlan ezeket maximumoknak elfogadni.

Az utóbbi öt évben B o t h e és munkatársai több mérést hajtottak végre [7], melyek során igen kifejezett négy maximumot kaptak. Miután a Rossi-görbével kapcsolatos vizsgálatokra készült berendezésünkkel végrehajtott méréseink egyetlen esetben sem jeleztek második maximumot [19], célszerűnek látszott,

hogy a kérdés tisztázására a Bothe-féle berendezéssel azonos geometriájú berendezést készítsünk és ezzel hajtsunk végre méréseket.

A BERENDEZÉS

Bothe és munkatársai által használt geometriának megfelelően $60 \times 60 \text{ cm}^2$ felületű ólomabszorbens alatt egymásra merőlegesen két csősorozatot helyeztünk el. Mindkét csősorozatban 12-12 GM-cső volt. Az 1. ábrán látható elrendezésben a II csősorozat csövei 93 cm, az I csősorozat csövei pedig 100 cm távolságban helyezkedtek el az abszorbentól.



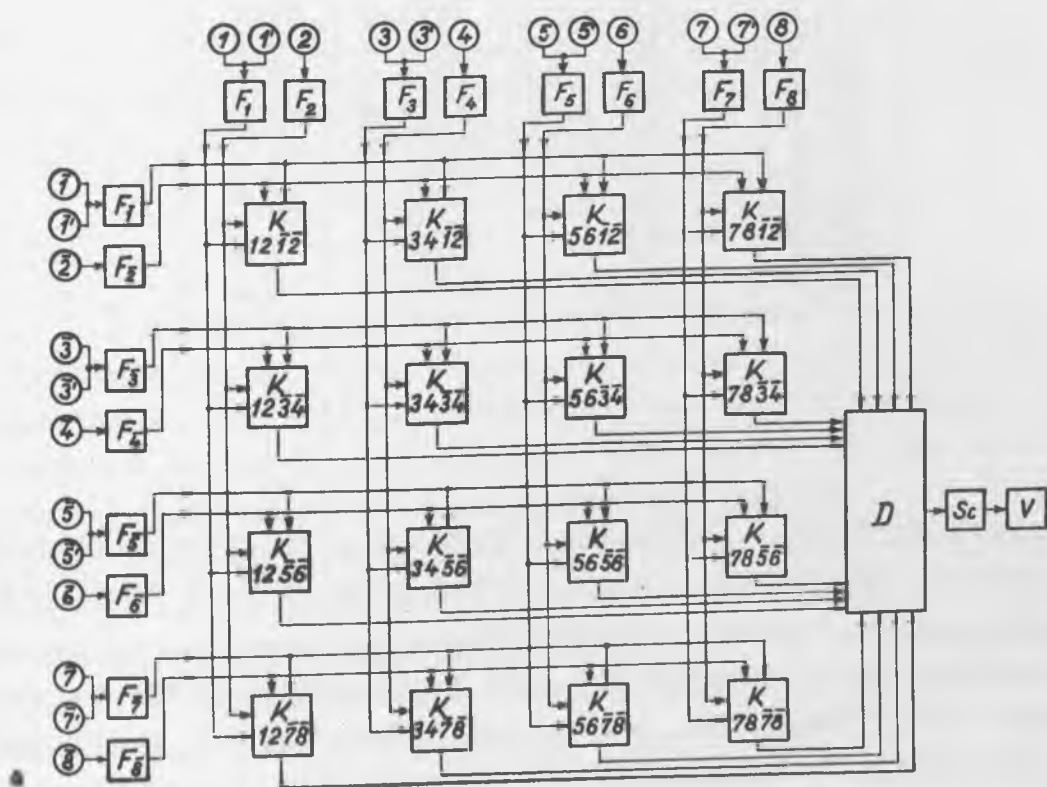
1. ábra

Az ábra alsó része felülnézetben mutatja a GM-csőveket. A csövek érzékeny hossza 55,3 cm, belső átmérőjük 3,8 cm, falvastagságuk 0,1 cm volt. Az ábra a csövek teljes hosszúságát tünteti fel, mely 61,2 cm. Bothe által használt csövek méretei: a teljes hosz-

szuság 57 vagy 60 cm, a belső átmérő 4 cm, a falvastagság 0,1 cm. A csövek középpontjai közötti távolságot 4,5 cm-re választottuk, épp úgy, mint Bothe. A csövek között árnyékoló lemezeket alkalmaztunk.

Az 1 és 1', az $\bar{1}$ és $\bar{1}'$, a 3 és 3', stb., vagyis a páratlan számokkal jelölt csövek párhuzamosan kapcsolódtak /a továbbiakban a párhuzamosan kötött csöveket - a rövidség kedvéért- közös, vesszőtlen számokkal jelöljük/. Berendezésünk a következő négyes koincidenciákat regisztrálta: /1 2 $\bar{1}$ $\bar{2}$ /, /1 2 $\bar{3}$ $\bar{4}$ /, /1 2 $\bar{5}$ $\bar{6}$ /, /1 2 $\bar{7}$ $\bar{8}$ /, /3 4 $\bar{1}$ $\bar{2}$ /, /3 4 $\bar{3}$ $\bar{4}$ /, ... /7 8 $\bar{7}$ $\bar{8}$ /.

Ilyen koncidenciákat már két részecske is ki tud váltani. Pl. a két részecske közül az egyik áthalad az 1 és $\bar{1}$ csövek, a másik a 2 és $\bar{2}$ csövek által lefedett közös területen és így egyidejűleg négy GM-cső szólal meg.



2. ábra.

A berendezés blokkdiagramját a 2. ábra mutatja. Minden GM-cső formálókörre /F/ dolgozott. A formálókörök jelei- a fenti négyes koincidenciáknak megfelelően - 16 db négyes koincidencia-
56.12571

keverőbe /K/ jutottak. A négyes koincidencia-jelek diódás keverőn /D/ keresztül impulzusosztó /Sc/ bemenetére kerültek. Végül: az impulzusosztó után végfokozat /V/ következett.

EREDMÉNYEK

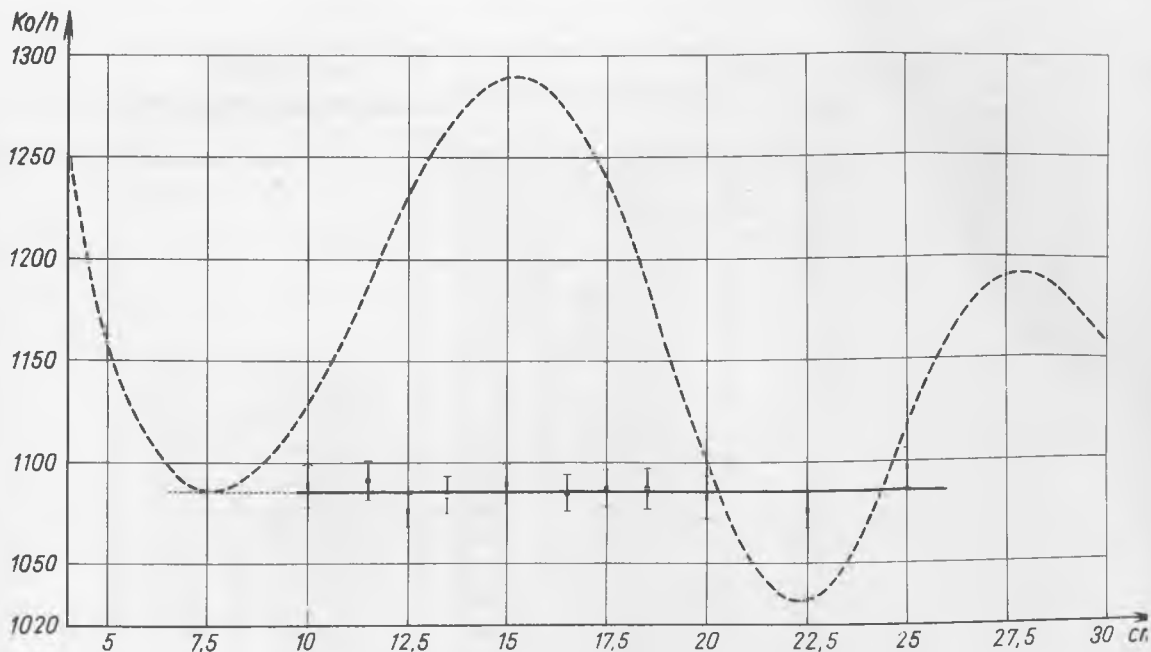
A mérés első periódusában 10 és 25 cm között két óránként változtattuk az abszorbens vastagságát. A kapott eredményeket az I. Táblázat és a 3. ábra szemlélteti.

I. Táblázat

Pb (cm)	Mérési idő (óra)	Betűtésszám/óra
10,0	10	1088,6 \pm 10,4
11,5	10	1091,2 \pm 10,4
12,5	16	1075,9 \pm 8,2
13,5	12	1083,6 \pm 9,5
15,0	10	1089,6 \pm 10,4
16,5	12	1084,8 \pm 9,5
17,5	12	1087,0 \pm 9,5
18,5	10	1087,0 \pm 10,4
20,0	10	1082,1 \pm 10,4
22,5	14	1076,4 \pm 8,8
25,0	12,5	1096,8 \pm 9,4

A kihuzott egyenest a legkisebb négyzetek módszerével illesztettük a mérési adatokhoz. A statisztikai hiba 1% vagy ennél kisebb. Látható, hogy a vizsgált abszorbens-vastagságok mellett nem lép fel maximum. Ha a statisztikai hiba háromszorosának megfelelő kiugrást még megengedünk, akkor csak 3 %-os maximum emelkedhet ki a háttérből. Összehasonlításként szaggatottan felrajzoltuk Bothe és Thurn által a mienkével azonos geometriával kapott egyik görbéjét /Z.Naturforschg. 6a, 580, 3b ábra/. A görbe ordinátáit 0,91-el

megszoroztuk, hogy a 7,5 cm-nél jelentkező minimum és 10 és 25 cm között kihuzott egyenesünk meghosszabbítására essen. Ilyen módon a két eredmény összehasonlítása közvetlenül megtehető.



3. ábra

A későbbiekben 8-14 óránként változtattuk az abszorbens vastagságát. Az egyes ólomvastagságoknál kapott óránkénti beütésszámokat a II. Táblázat harmadik oszlopa tartalmazza. A mérés folyamán állandóan regisztráltuk a barométer-állást és ennek alapján a következő barométer-koefficiens-t nyertük: $\pm 1,6 \pm 1,1$ % Hgcm-ként. Ezen érték alapján a harmadik oszlopban látható értékeket korrigáltuk és a negyedik oszlopban soroltuk fel a korrigált beütésszámokat. Mivel egy-egy ólomvastagságnál több alkalommal mértünk, a különböző abszorbensvastagságoknál történt mérésekhez tartozó átlagos légnyomásértékek 0,5 Hgcm-nél kevesebbel tértek el az egész mérés alatti átlagos légnyomástól. E miatt a harmadik és negyedik oszlopban látható értékek csak kevéssé tértek el egymástól.

II. Táblázat

Pb (cm)	Mérési idő (óra)	Beütésszám/óra	Korrigált beütésszám/óra
0,0	19	1071,5 \pm 7,5	
0,5	13	1197,7 \pm 9,6	
1,0	10	1259,7 \pm 11,2	
1,5	18	1255,2 \pm 8,4	
2,5	10	1219,1 \pm 11,0	
5,0	11	1130,6 \pm 10,1	
7,5	21	1099,9 \pm 7,2	
10,0	46	1080,7 \pm 4,8	1082,8 \pm 4,8
11,5	43	1086,3 \pm 5,0	1086,4 \pm 5,0
12,5	40	1087,6 \pm 5,2	1085,8 \pm 5,2
13,5	41	1089,3 \pm 5,2	1088,2 \pm 5,2
15,0	39	1081,3 \pm 5,3	1080,0 \pm 5,3
16,5	42	1079,6 \pm 5,1	1087,8 \pm 5,1
17,5	47	1077,8 \pm 4,8	1082,1 \pm 4,8
18,5	47	1087,5 \pm 4,8	1084,2 \pm 4,8
20,0	39	1097,5 \pm 5,3	1093,6 \pm 5,3
22,5	39	1086,0 \pm 5,3	1078,6 \pm 5,3
25,0	39	1087,5 \pm 5,3	1087,4 \pm 5,3
27,5	39	1075,1 \pm 5,3	1077,4 \pm 5,3

A korrigált beütésszámokat a 4. görbén bűntettük fel. A mérési pontok hibája 0,5 %-nál kisebb. A háromszoros statisztikai hibának megfelelő kiemelkedés egy nagyságrenddel kisebb, mint a harmadik ábrán szaggatottan felrajzolt, Bothe és Thurn által kapott görbe második maximumának az amplitudója.

Összefoglalva: Bothe és munkatársai által használt berendezéssel azonos geometriájú készülékkel nyert eredményeink cáfolják, hogy a Rossi-görbének második vagy további maximumai léteznének.

I r o d a l o m

- [1] M.Ackemann, Naturwiss. 22, 169, 1934.
- [2] J.N. Hummel, Naturwiss. 22, 170, 1934.
- [3] A.Drigo, Ric. Scient. 5, 88, 1934; 6, 529, 1935.
- [4] K.Schmeiser és W.Bothe, Ann.Physik 32, 161, 1938.
- [5] J.Clay, A.Venema és K.H.J. Jonker, Physica 7, 673, 1940;
J. Clay és W.L. Scheen, Physica 14, 489, 1948.
- [6] T. Kameda és J.Miura, Progr.Theor.Phys. 5, 323, 1950.
- [7] W.Bothe és H.Thurn, Phys.Rev. 79, 544, 1950; H.Thurn és
W.Bothe, Z.Naturforschg. 6a, 576, 1951; H.Thurn, Z.Natur-
forschg. 7a, 497, 1952; H.Thurn, Z.Naturforschg. 8a, 134,
1953; W.Bothe és H.Kraemer, Phys.Rev. 94, 1402, 1954.
- [8] P.K.Sen Chaudhury, Phys.Rev. 81, 274, 1951; Ind.J.Phys.
25, 539, 1951.
- [9] A.Schwegler, Z.Physik 101, 93, 1936.
- [10] B.Rossi és L.Jánossy, Rev.Mod.Phys. 11, 281, 1939.
- [11] W.M.Nielsen, J.E.Morgan és K.Z.Morgan, Rev.Mod.Phys. 11,
287, 1939; Phys.Rev. 55, 995, 1939.
- [12] G.O.Altmann, H.N.Walker és V.F.Hess, Phys.Rev. 58, 1011,
1940.
- [13] E.P.George, L.Jánossy és M.McCaig, Proc.Roy.Soc. A 180, 219,
1940.
- [14] R.Maze és Tsai-Chü, Comptes Rendus 232, 224, 1951; R.Maze,
Phys.Rev. 85, 697, 1952.
- [15] J.B.Harding, Proc.Phys.Soc. A 68, 352, 1955.
- [16] C.B.A.McCusker és B.G.Wilson, Proc Phys.Soc. A 68, 1086,
1955.
- [17] G.Pfotzer, Z.Naturforschg. 10a, 718, 1955.
- [18] Nagy L., Magy.Fiz.Folyóirat 3, 307, 1955.
- [19] Nagy L., Kandidátusi értekezés, 1956.
- [20] H.Faissner és W.Bothe, Z.Naturforschg. 10a, 794, 1955;
J.Jänecke, W.Bothe és K.H.Lauterjung, Z.Naturforschg. 10a,
794, 1955; B.Schimmer és K.H.Lauterjung, Z.Naturforschg.
10a, 795, 1955.
- [21] H.Faissner, K.H.Lauterjung és B.Schimmer, Z.Naturforschg.
11a, 1956. megjelenés alatt.

Érkezett 1956 ápr.27.

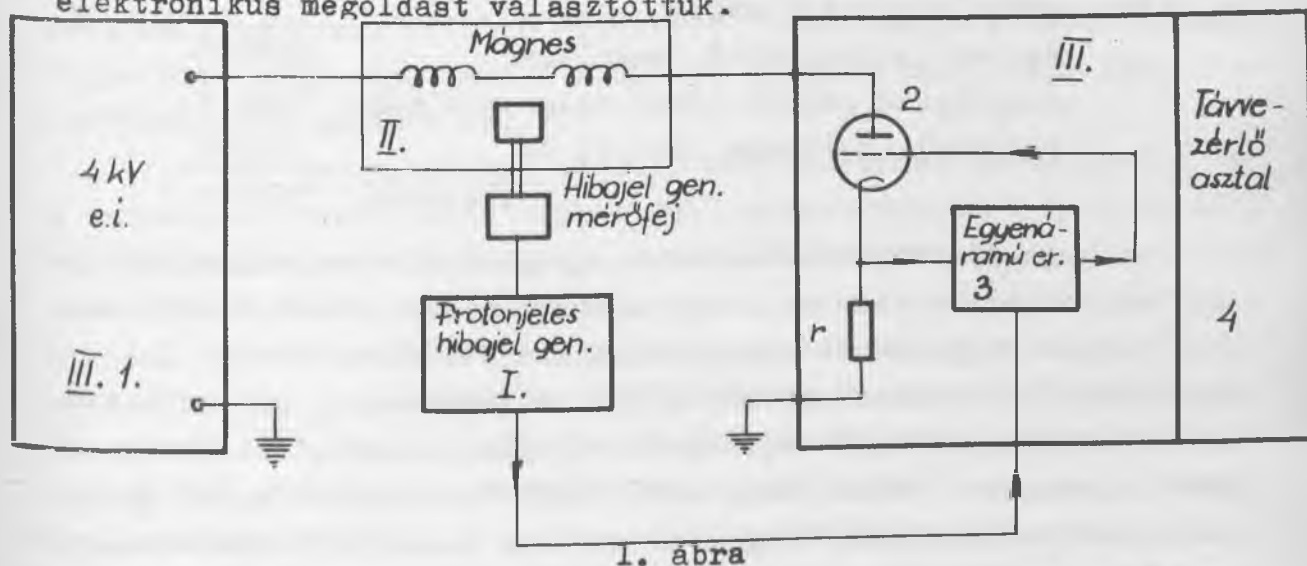
AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Stabilizátor magnyomaték mérő mágneshez

Irta: Gécs Mária és Mertz János

Preciziós magnyomaték mérésekhez szükség van kb. 5-10 kGauss intenzitású mágneses térre, amelynek a térbeli inhomogenitása és időbeli stabilitása 0,1 ezreléknél nem rosszabb, és a térerősség tág határok között folyamatosan és automatikusan változtatható. Permanens mágnes az utóbbi kikötés miatt nem jöhet számításba. Motor-generátor alkalmas lenne az elektromágnes táplálására, azonban ez a berendezés építésének elkezdésekor még nem volt beszerezhető, így a céljainknak leginkább megfelelő tisztán elektronikus megoldást választottuk.



Berendezésünk blokkdiagrammja az 1. ábrán látható. A III.1. jelzésű nagyfeszültségű egyenirányító berendezés táplálja az elektromágnest /II./, melynek árama átmegy a III.2. jelzésű

soros stabilizátor csöveken. Ennek katód ellenállásán /r/ fellépő változásokat a III.3. egyenáramu erősítővel felerősítve visszük vissza a csövek rácsára. Ez a konvencionális soros típusú áramstabilizátor vezérelhető közvetlenül a stabilizálandó mágneses térben előállított magnyomaték jellel is. A magnyomaték jelből a I. jelzésű protonjeles hibajel generátor állít elő hibajelét. Így a berendezés tehát közvetlenül a mágneses teret stabilizálja. A magnyomaték jelek keresése, a helyes térerősség beállítása III.4. automatikus távvezérlő berendezéssel történik.

A fenti blokkdiagramm I. és II. egységét előző cikkünkben már részletes ismertettük [3], [4], jelen cikkünk a III. jelzésű egyenirányító, stabilizátor és távvezérlő egységekkel foglalkozik.

A főméretek megállapításához szükségünk van az elektromágnes korábban közölt adataira.

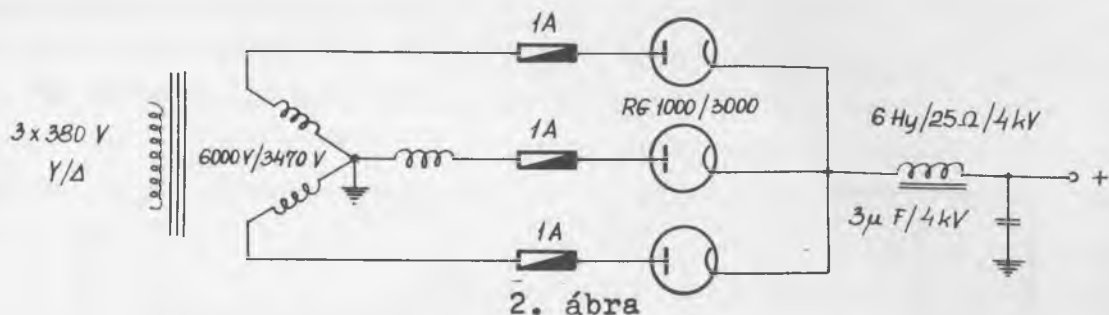
Légrés indukció max.	$H = 7000 \text{ G}$	} kb 10 G/mA
Gerjesztő áram	$I_g = 0,842 \text{ A maximálisan}$	
Gerjesztő feszültség	$U_g = 1860 - 2100 \text{ V}$	
Gerjesztő tekercs ellenállása	$R = 2210 - 2490 \text{ Ohm}$	

1. Az egyenirányító berendezés szükséges feszültségét az alábbi módon kaphatjuk meg:

Maximális gerjesztő feszültség	2100 V
Szabályozó csövek feszültsége minimum	1000 V
Hálózati ingadozás /kb. 15 %/	<u>500 V</u>
Összesen:	3600 V

Az általunk elkészített egyenirányító egység egyes elemeit úgy választottuk meg, hogy a maximális kivehető feszültség 4 kV legyen, ugyanekkor a maximális kivehető áram értéke 1 A. A felhasznált transzformátor 10 kVA teljesítményű, három fázisu, primérje átkapcsolható csillagból deltába, primér feszültség 380 V, szekunder feszültség 6000 V/3470 V. A primér oldal átkapcsolásával elérhetjük, hogy 4 kV mellett kb. 2,5 kV feszültség is rendelkezésünkre áll, kisebb térerősségek előállítására. Az egyenirányító berendezés kapcsolása az egyes kapcsolási elemek értékei-

vel a 2. ábrán látható. A kimenő kapcsokon mérhető bugó feszültség /brumm/ kb. 45 V.



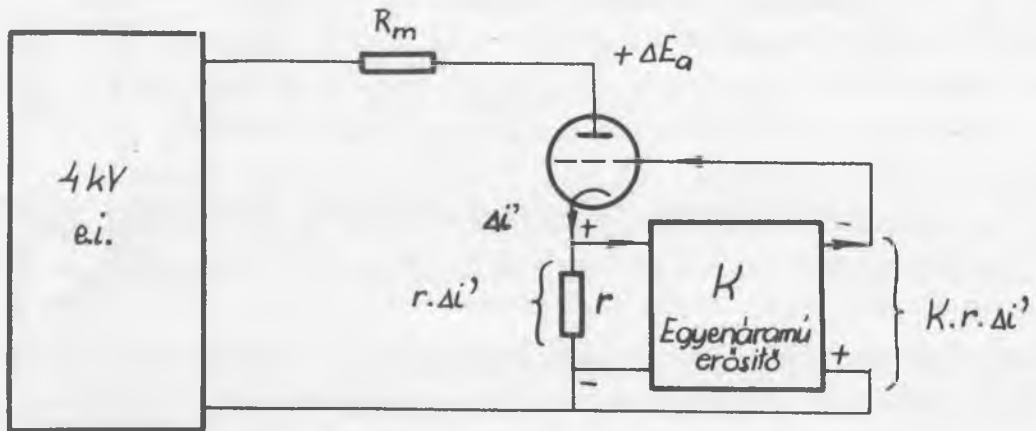
2. A szabályozó csövekkel szemben támasztott követelmények: maximálisan 4 kV feszültséget kell bírniuk; 1000 V anódfeszültségnél kb. 0,85 A-es anódáramot kell adni, lehetőleg rácsáram mentesen; ezenkívül maximálisan 1500 W disszipációt kell kibírniuk /ekkor a csöveken a teljes feszültség fele van/.

A követelményeknek eleget tesz 8 db parallel kötött OQQ501/3000 adócső. Ezek ui. maximálisan 6000 V-t bírnak és disszipációjuk összesen 4 kW. Az együttes anódáram 1000 V anódfeszültség és 0 V rács-előfeszültség esetén azonban csak 720 mA, tehát a maximális gerjesztő áram eléréséhez kissé pozitívba kell vezérelni a csöveket. Kb. +12 V rács-előfeszültség esetén, 50 mA rácsáram mellett kapjuk meg a kívánt 0,85 A-t. Ez a rácsáram terheli az egyenáramu erősítő kimenetét, tehát annak a méretezésénél figyelembe kell majd venni. A csövek lázáró feszültsége 2500 V anódfeszültség mellett -80 V.

3. Az egyenáramu erősítő méretezésénél az erősítést és a szükséges kimenő feszültséget kell meghatározni. A 3. ábra alapján, ha feltesszük, hogy a gerjesztő áram ténylegesen megváltozik $\Delta i'$ értékkel, akkor az egyenáramu erősítő kimenetén kapott hibajel $\Delta i'.r.K$. Ez a hibajel a szabályozó csövek vezérlőrácsára kerül, így az anódkörben ez μ -szörös feszültségváltozásnak felel meg. Ez a feszültségváltozás kompenzálja az egyenirányító egység feszültség-ingadozását. Ha a stabilizáció elég nagy, akkor a feszültségváltozás és az őt kompenzáló feszültség értéke közel azonos. Tehát írhatjuk, hogy

$$\Delta E_a = \mu \cdot \Delta i'.r.K,$$

ahol ΔE_a : a bemenő feszültség megváltozása, μ : a szabályozó csövek erősítési tényezője, $\Delta i'$: a mágnesező áram tényleges megváltozása, r : a stabilizátor csövek katódjában lévő ellenállás, és K : az egyenáramu erősítő erősítése.



3. ábra

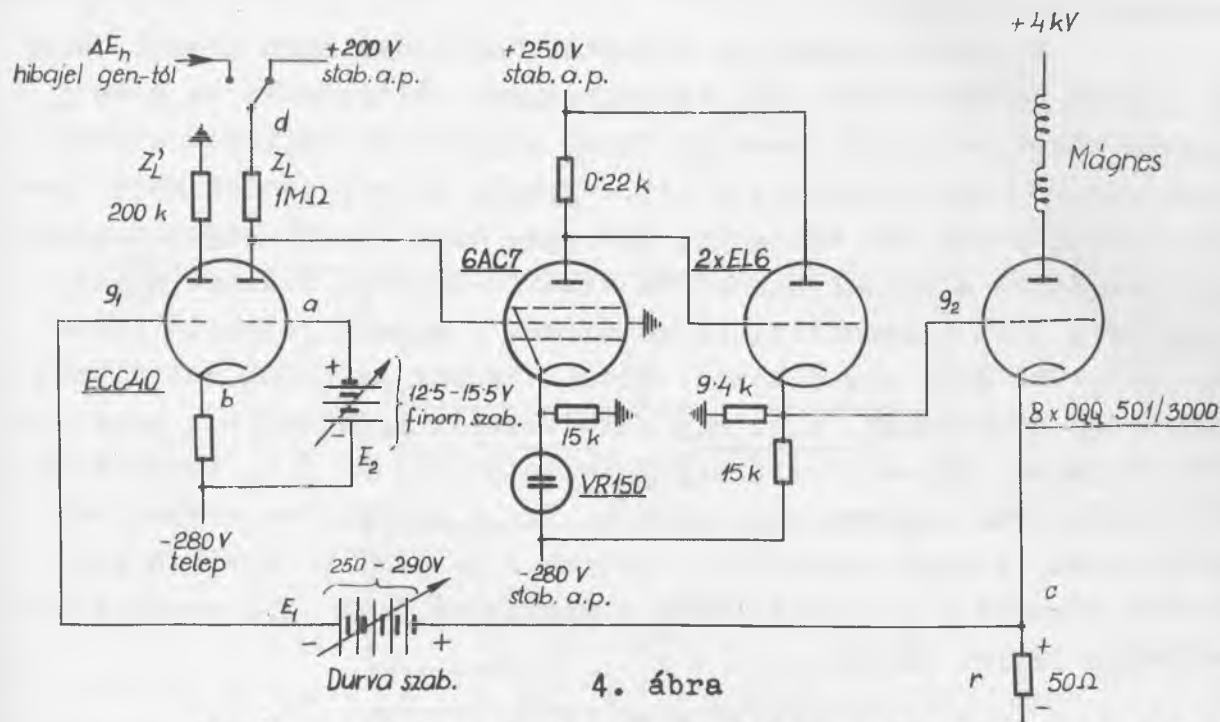
Ha a bemenő feszültség megváltozása kb. 10 % $\Delta E_a = 400 \text{ V}$; a katódellenállás $r = 50 \text{ Ohm}$, a szabályozó csövek erősítési tényezője $\mu = 36$, és a megengedett maximális áramingadozás $\Delta i' = 100 \mu \text{ A}$, ami megfelel kb. ± 1 Gauss tér-változásnak, akkor az előbbiek alapján az egyenáramu erősítő szükséges erősítése

$$K = \frac{\Delta E_a}{\mu r \Delta i'} = 2200.$$

Az erősítő kimenetét az előbbiek alapján úgy kell beállítani, hogy szolgáltatassa a lezáráshoz szükséges - 80 V feszültséget és a maximális kivezérlésnél a szabályozó csövek katódja és rácsa között +12 V legyen. A maximális kivezérlésnél a katód ellenálláson /5/ kb. 40 V feszültségesés van, tehát az egyenáramu erősítő kiemenetén maximális kivezérlésnél kb. +50 V kell legyen, ugyanekkor 50 mA terheléssel kell számolni a rácásáram miatt.

A szükséges kb. 2000-szeres erősítést egy 10-szeres erősítésű trióda és 200-szoros erősítésű pentóda fokozattal valóítottuk meg. Mivel két fokozat fázisa a stabilizálás szempont-

jából rossz, az első fokozatot földelt rácshú erősítővel oldottuk meg. A kimenet terhelhetőségét katód csatolású erősítő fokozat biztosítja. A kimenet +50 V és -80 V közötti potenciál értékének beállítása speciális katódcsatolt erősítő kapcsolással történik. Az erősítő kapcsolása a 4. ábrán látható.



4. Áramszabályozás és automatikus vezérlés. Ugyancsak a 4. ábrán látható, hogy az egyenáramú erősítő telepfeszültségeinek változtatásával hogyan tudjuk a mágnesező áramot folyamatosan szabályozni.

Ha az E_1 telep feszültségét ΔE_1 -el megváltoztatjuk, a r ellenálláson közel ugyanekkora feszültségváltozásnak kell létrejönni, mert az erősítő bemenő G_1 rácspontja a nagy erősítés miatt gyakorlatilag konstans potenciálra van, a teljes kivezérlési tartományban. Ezt a feszültségváltozást a mágnesező áram Δi változása hozza létre: $\Delta E_1 = \Delta i \cdot r$. A szükséges gerjesztés teljes intervallumát $\Delta E = 0,83 \text{ A} \cdot 50 \Omega = 41,5 \text{ V}$ telepfeszültség változtatással tudjuk ezen a módon durván szabályozni. Az 1 Volt szabályozásra eső áramváltozás közelítőleg: $\Delta i / \Delta E_1 \approx 1/50 \text{ A/V} = 20 \text{ mA/V}$.

Finom szabályozásra a földelt rácsu erősítő rács előfeszültségét adó E_2 telep kismértékű feszültségváltoztatása alkalmas. Természetesen ez a szabályozás már csak kicsiny áramintervallumot tud átfogni.

E_2 szabályozása az előzőhöz hasonlóan azon alapul, hogy az a pont potenciálját ΔE_2 feszültséggel változtatva az a és b pontok közti potenciál gyakorlatilag megint nem változik a rendszer /6AC7/ nagy erősítése miatt. Ugyanis az a-b pontok közti potenciálkülönbség kis változása már igen nagy feszültségváltozásokhoz hoz létre a szabályozócsövek vezérlő-rácsáh. Viszont ahhoz, hogy az a pont potenciálja ne változzék a b pont potenciáljának is ΔE_2 -vel kell megváltozni. Mivel viszont az ECC40 bal oldala közel úgy viselkedik, mint egy katódcsatolt erősítő, a b pont potenciáljának ΔE_2 -vel való megváltoztatásához $k \cdot \Delta E_2$ feszültségváltozásra van szükség a g₁ ponton. Itt k egynél nem sokkal nagyobb szám, értéke számítható /nálunk 1,6/. Ezt a feszültségváltozást viszont a r ellenálláson a mágnesező áram Δi megváltozása hozza létre. Tehát

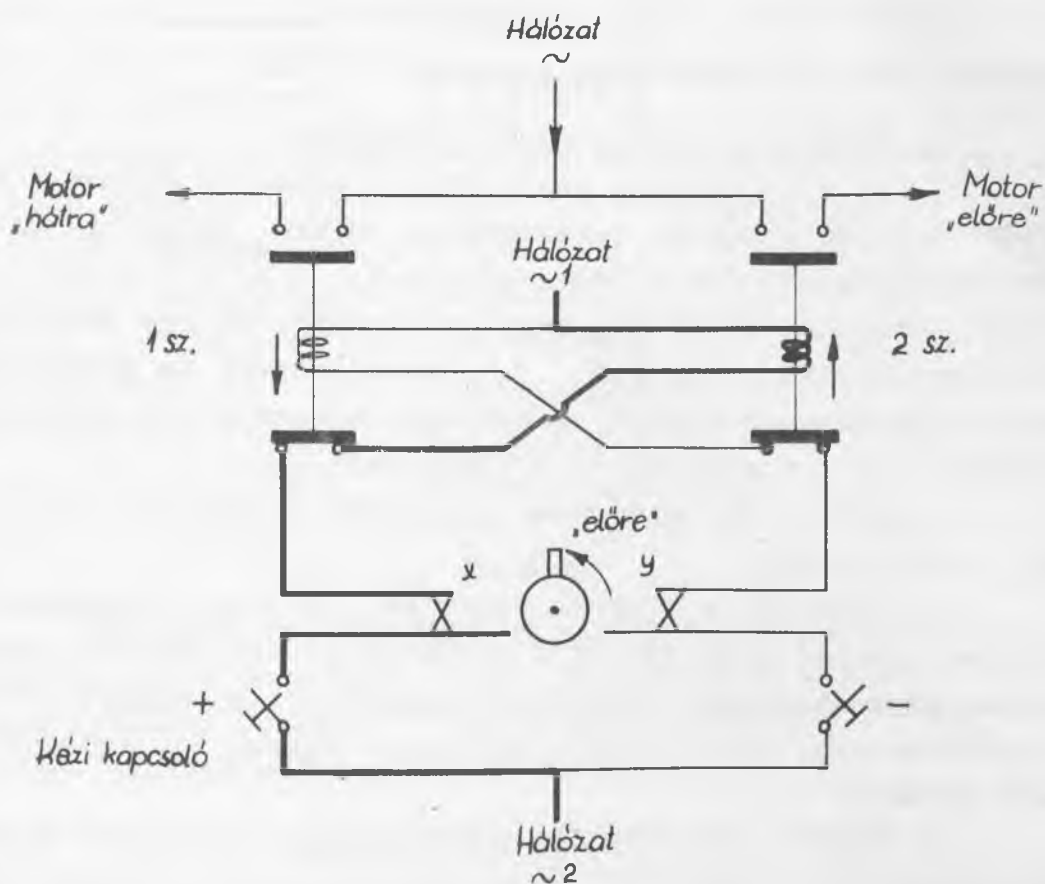
$$\Delta i \cdot r = k \cdot \Delta E_2$$

$$\text{Az 1 V-ra eső szabályozás } \frac{\Delta i}{\Delta E_2} = \frac{k}{r} = \frac{1,6}{50} \approx 30 \text{ mA/Volt.}$$

A teljes feszültség-intervallum 3 V.

Az automatikus áramszabályozás az E_1 és E_2 telepek megfelelő részét áthidaló potencióméter motorikus vezérlésével történik. A motorok sebességét elektromechanikus kuplung-rendszerrel lehet öt fokozatban változtatni /részletes leírását később fogjuk közölni/. Az automatikus üzem elve az 5. ábrán látható. A + jelzésű kézikapcsoló lenyomásakor a 2. számú relé vastagon kihuzott áramkörre záródik és ez a motort és a potenciómétert növekedő áramerősségek felé indítja el, miközben az ellenkező irányu mozgást vezérlő relé áramkörét megszakítja. Hasonló az ellenkező irányu mozgást létrehozó áramkör kapcsolása. Mindkét kapcsoló lenyomásával kis intervallumban oda-vissza változtatja a relé rendszer a mágnesező áram erősségét. Ez úgy lehetséges, hogy az "előre" mozgás során a potencióméter végállásba jutva X ponton megszakítja

a kihuzott áramkört, a 2. számú relé visszaesik és zárja az 1. számú relé áramkörét, tehát a motor elindul ellentétes irányban. Végálláskor az előbbihez hasonló módon kikapcsol és átváltja mozgás irányát.



5. ábra

Az elektronikus stabilizáláson kívül közvetlen térstabilizálást is meg lehet valósítani a berendezéssel. A magnyomáték jel differenciált alakja a lock-in indikátor kimenetén \pm irányú vezérlő hibajeleket tud adni a földelt rácsú erősítő fokozat d jelzésű pontjára /4. ábra/. A szükséges hibajel feszültség megbecsléséhez kiszámítottuk, hogy a d pont potenciáljának változása mekkora mágnesező áramváltozást okoz. A kapott eredmény az u.n. lock-in vezérlés

$$\frac{\Delta i}{\Delta E_d} \approx \frac{Z_L' + 2 R_b}{r \cdot Z_L \mu}$$

ahol Z_L' és Z_L az ECC 40 cső munkaellenállása, R_b és μ a cső egyik oldalának csőjellemzői. A mi esetünkben a számított érték

$$\frac{\Delta i}{\Delta E_d} = 0,25 \text{ mA/V.}$$

Ez megfelel kb. 2,5 G/V érzékenységeknek.

5. Mérések a stabilizátor rendszeren.

1. Az elektronikus stabilizáció méréshez 1 kOhmos ellenállást tettünk a mágnes tekercsekkel sorban. Ennek ki- és bekapcsolásával kapott feszültségingadozást, $\Delta E_a = 1.1 \text{ K } \Omega$, tekintjük a bemenő feszültség megváltozásának. Az így előállított feszültségváltozáshoz tartozó Δi áramváltozást az r katódeellenállással párhuzamosan kötött, kompenzált műszerrel határoztuk meg, figyelembe véve a műszer belső ellenállását is.

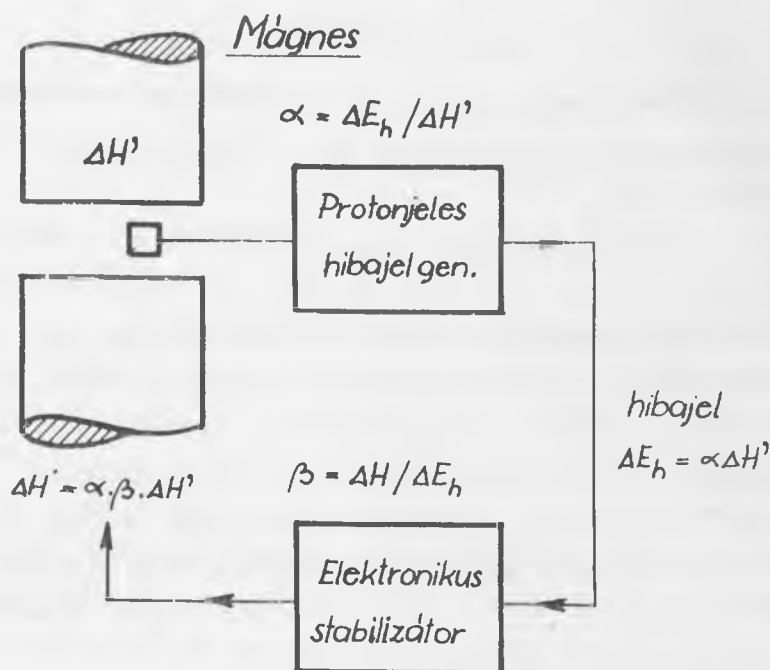
A mérések jó egyezésben igazolták a számolt $\Delta i' / \Delta E_a = 0,25 \mu \text{ A/V}$ értéket.

2. Bemértük a lock-in vezérlést is. Megváltoztattuk az egyenáramu erősítő d pontjának a potenciálját és mértük a mágnesező áram megváltozását. Mindkettőt kompenzáltan mértük. A lock-in vezérlésre így kapott érték: 0,24 mA/V nagyon jól egyezik a számolt értékkel.

3. Végül a protonjeles stabilizátor kvalitatív kipróbálásán tulmenőleg közelítőleg meg kellett mérni a teljes rendszer stabilizációját is. Miután a várható stabilitás jóval nagyobb, mint a rendelkezésre álló legélesebb rezonanciájú jel, a magneték jel sáv szélessége, mérése csak közvetve lehetséges. Meghatározására az alábbi eljárást dolgoztuk ki.

A 6. ábrán látható blokkdiagrammon a stabilizátort két önálló részre bontottuk: a protonjeles hibajelgenerátorra és az elektronikus stabilizátorra. Legyen a stabilizált mágneses tér tényleges megváltozása $\Delta H'$ Gauss. Ha ismeretes a protonjeles hibajel-generátor α jellemzője, mely megmondja, hogy 1 Gauss tényleges mágneses tér változásra mekkora a kapott hibajel, akkor

a $\Delta H'$ térváltozás $\Delta E_h = \alpha \cdot \Delta H'$ feszültségű hibajeleket ad.



6. ábra

Másrészt ha ismeretes az elektronikus stabilizátor β jellemzője, mely megmondja, hogy 1 V hibajel a mágneses teret mekkora értékkel /Gauss/ változtatja meg, akkor a ΔE_h hibajel által okozott mágneses térváltozás

$$\Delta H = \beta \cdot \Delta E_h = \alpha \cdot \beta \cdot \Delta H'.$$

Ha a rendszernek elég nagy a stabilitási tényezője /kis tényleges térváltozás nagy térváltozást tud kompenzálni/, akkor a ΔH tér közelítőleg azzal a térrel egyenlő, melyet a stabilizátor stabilizál a $\Delta H'$ hibajel hatására. Ezzel a protonjel által létrehozott többletstabilitás

$$s_p = \frac{\Delta H}{\Delta H'} = \alpha \cdot \beta.$$

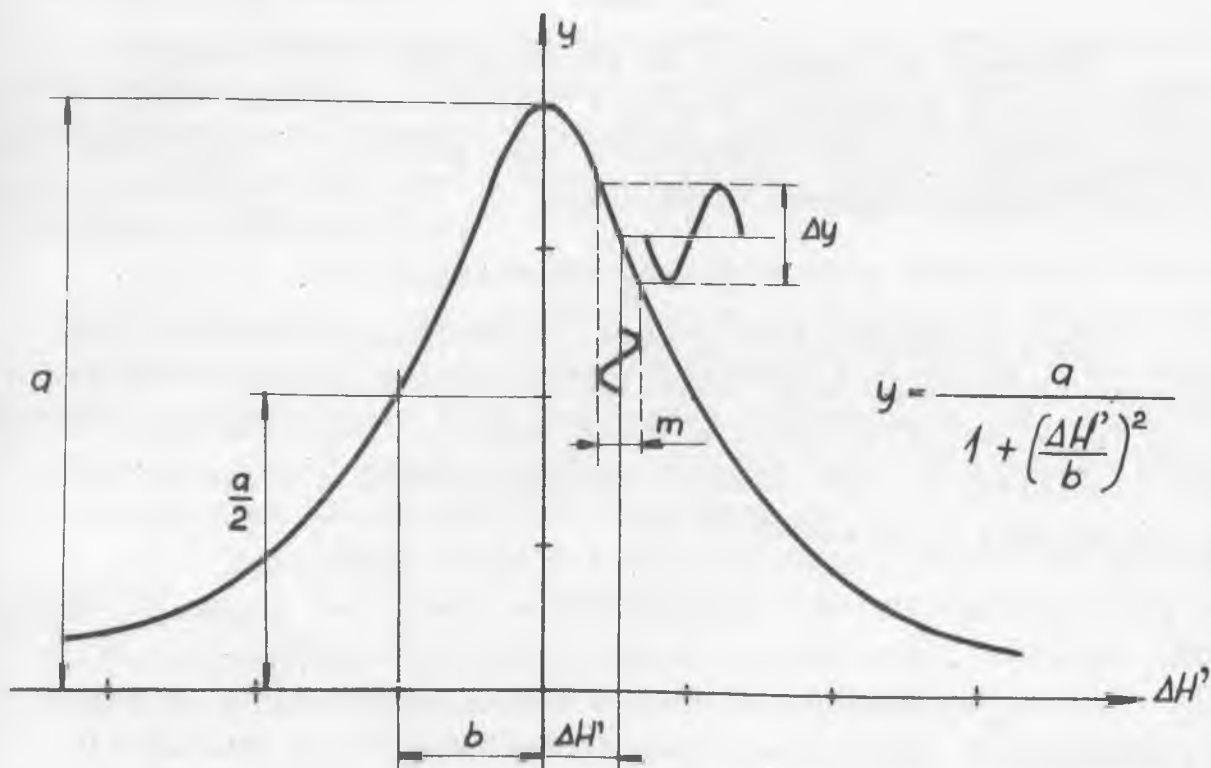
Az s_p méréséhez α és β mérése szükséges. A β tényező a korábbiakból már ismert, csak át kell számítani Gauss/Volt értékre. Mágnesünkénél 1 mA mágnesező áramváltozásnak kb. 10 Gauss

térváltozás felel meg. A lock-in vezérlés viszont a korábbiakból 0,25 mA/Volt, a β értéke tehát

$$\beta = 2,5 \text{ Gauss/V.}$$

Az α értékének mérése már bonyolultabb. Közvetlen mérése nem is lehetséges, miután nem áll rendelkezésre megfelelően keskeny rezonancia jel.

Ezért a mérést közvetve úgy végeztük el, hogy nagy modulációnál megmértük a kapott abszorpciós jel amplitudóját és sáv-szélességét. Ha feltételezzük, hogy a jel alakja nem függ a modulációtól, akkor a jel sáv-szélességénél jóval kisebb, de ismert modulációs amplitudó esetén számolható a lock-in vezérlő rácsára jutó szinuszos váltófeszültség, mint a rezonancia helytől való eltérés $\Delta H'$ függvénye. Ennek ismeretében a kapott hibajel is számolható, ha megmértük, hogy a protonjeles hibajel generátorba épített lock-in 1 V_{eff} vezérlő rácsra jutó feszültség esetén mekkora egyenáramu hibajelet ad $/K_L/$.



7. ábra

Az abszorpciós görbe egyenlete /7. ábra/:

$$y = \frac{a}{1 + \left(\frac{\Delta H'}{b} \right)^2}$$

Ennek első differenciálhányadosa $\Delta H'/b \ll 1$ esetén

$$y' \approx -2 \frac{a}{b^2} \Delta H'$$

Ha m a moduláció teljes értéke /csucstól csucsig/, akkor a kapott váltófeszültség kétszeres csúcserké

$$\Delta y = |y'| \cdot m = 2 \frac{a}{b^2} \Delta H' \cdot m.$$

A képletben szereplő a és b abszorpciós görbe jellemzőket az oszcillográf ernyőjén milliméterben olvassuk le. Ezeket az értékeket át kell számolni az oszcillográf bemenetére /illetőleg a lock-in vezérlő rácsára/ feszültség és Gauss értékekre. Ezen kívül még a hibajel kétszeres csúcserkében kapjuk, nekünk pedig effektív értékre van szükségünk. Ez $\Delta y/2\sqrt{2}$ osztást jelent. Ha ezt figyelembe vesszük, akkor az $e_h = \Delta y/2\sqrt{2}$ érték a lock-in vezérlő rácsán megjelenő szinuszos hibajel-feszültség effektív értékét közvetlenül adja. Tehát

$$e_h = \frac{a}{\sqrt{2} \cdot b^2} m \cdot \Delta H'$$

Az egyenáramu ΔE_h hibajel kiszámításához most már csak a lock-inra jellemző K_L (Volt egyen/Volt eff.) tényezőre van szükség: $\Delta E_h = K_L \cdot e_h$. Tehát az α tényező:

$$\alpha = \frac{\Delta E_h}{\Delta H'} = \frac{K_L a}{\sqrt{2} \cdot b^2} m \quad \text{Volt/Gauss.}$$

A képletben szereplő mennyiségek:

Jelalak: $\begin{cases} a = \text{az abszorpciós jel amplitúdója a lock-in vezérlő-} \\ \text{rácsán, Volt} \\ b = \text{az abszorpciós jel fél sávszélessége, Gauss} \end{cases}$

Lock-in: K_L = lock-in érzékenység, hibajel Volt egyen/vezérlés Volt effektív

Moduláció: m = a moduláció mélysége csucstól-csucsig, Gauss

Az α tényező értéke természetesen a hibajel generátor erősítésének beállításától is függ az a mennyiségen keresztül. Az erősítésnek, tehát a stabilizálásnak is határt szab, hogy egy maximális erősítés után a rendszer begerjed. Végül megjegyezzük, hogy a számításainknál figyelmen kívül hagytuk azt a tényt, hogy a moduláció szélessége nem elhanyagolható a jel sávszélességéhez képest.

Az elvégzett mérés adatai szerint

$a = 6,5$ Volt

$b = 0,66$ Gauss

$K_L = 26 \text{ V}_\sim/\text{V}_\sim$

$m = 0,26$ Gauss

$$\alpha = \frac{25.6.5}{\sqrt{2.0.66^2}} 0,26 = 70 \text{ Volt/Gauss}$$

Tehát a protonjeles berendezés többlet-stabilizációja

$$s_p = \alpha \cdot \beta = 70.2,5 = 175$$

Ez azt jelenti, hogy az elektronikus stabilizátor által megengedett + 1 Gauss mágneses tér ingadozást lecsökkenti kb. + 0,013 Gauss tér-ingadozásra. Ez 1300 Gaussos tér mellett 10^{-5} -enes stabilitást jelent! Természetesen a korábbiakban feltételeztük, hogy az oszcillátor rövid időre ugyanilyen mértékben stabil.

-.-.-.-.-.-

I r o d a l o m :

- [1] Packard, Rev. Sci. Instr. 19. 435, 1948.
- [2] N.J.Hopkins, Rev.Sci.Instr. 20.401, 1949.
- [3] Gécs: I. Hibajel-generátor. KFKI Közl. 2,91, 1954.
- [4] Feit: II. A mágnes. KFKI közl. 2, 638, 1954.

Érkezett 1956 máj. 10.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Kőolaj lelőhelyekről származó vizminták deutériumoxid
tartalmának vizsgálata

Irta: Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska

Különböző kőolaj-lelőhelyek mélyfurásaiból származó 23 vizmintát vizsgáltunk deutériumoxid tartalomra.

A vizsgálatokat azért végeztük, mert mint előző dolgozatunkban megírtuk [1], mélyfurásokból származó vizmintáknál általában a csapviznél nagyobb deutériumoxid tartalmat észleltünk. Ebből arra következtettünk, hogy az alföldi mélyfúrássok vizei őstengeri eredetűek. Erre az eredményre jutott egészen más uton Szádeczky Kardoss Elemér is [2]. A kőolajkutak vizeire vonatkozó vizsgálatok azért is érdekesek, mert az olaj előfordulása általában bizonyos rétegekhez van kötve, és az olajjal felszínre kerülő víz deutériumoxid tartalma esetleg támpontot adhat az olaj eredetére, vagy migrációjára is. A vizminták kémiai adatait és a vizet tartalmazó réteg geológiai korát ismerve, megpróbáltunk összefüggést megállapítani az összetétel, a kor, a mélység, és a deutériumoxid tartalom között. Kísérleteinkben igyekeztünk megállapítani, hogy az olajjal feltörő víz deutériumoxid tartalmának meghatározása módot nyújt-e arra, hogy a víz felszíni, mélységi, vagy kevert jellegét eldöntsük vele.

Japán szerzők vulkáni eredetű vizeket vizsgálva arra a megállapításra jutottak [3], hogy azok un. juvenilis vizek. Deutériumoxid tartalmuk sohasem volt nagyobb a csapvizénél, sőt általában kisebb értékeket kaptak. Összefüggést állapítottak meg a víz szárazmaradéka, p_H -ja, hőfoka, egyes iontartalma és sűrűsége között. Azt találták, hogy minél nagyobb a szárazmaradék, és minél savanyubb az oldat, annál kisebb a víz sűrűsége. A hőfok fordított arányban állt a vízminták sűrűségével. Az ionok közül csak a kalcium és klórionra találtak összefüggést, melyek koncentrációja arányos a sűrűségkülönbséggel.

Az általunk vizsgált minták nem vulkáni eredetűek voltak, így a csapviznél kisebb sűrűség nem volt várható. Irodalmi adatokból és saját vizsgálatainkból kitűnik [1], hogy a tengeri víz sűrűsége 2,3-3 γ -val nagyobb a csapvizénél. Amennyiben a vizsgált vizek tengeri eredetűek, sűrűségüknek nagyobbnak kell lenni a csapviz sűrűségénél.

A vízminták előkészítése.

A vízminták előkészítését előző dolgozatunkban ismertetett módon végeztük [1], azzal a különbséggel, hogy az erősen olajos vizeket aktiv szénen szűrtük át, így a szerves anyag egy része már adszorpcióval eltávozott és a folyadék szagtalanná vált.

A minták tisztítása sokkal körülményesebb és hosszabb időt vesz igénybe, mint a kisebb szerves anyag tartalmú vizeknél. Így hosszabb ideig tartó permanganátos-nátriumperoxidos oxidációra volt szükség, és többszöri desztillálással értük el a kívánt tisztaságot.

A tisztítás egyes lépéseiben elért sűrűség-csökkenést az I. táblázat mutatja a 15. számú mintánál.

I. Táblázat

Eredeti sűrűség	0,998108	283
Desztillálás után	0,997823	32
I.forralás	0,997791	11,3
II.forralás	0,9977797	4,3
Rézoxidos oxidáció	0,9977754	0,5
Desztillálás	0,9977749	0,9
Desztillált víz	0,9977740	$\Delta \gamma$

A minták sűrűségének mérése.

Vizsgálatainkban uszós sűrűségmérést alkalmaztunk [1], standardnak a csillebérci csapviz szolgált, mely lényegében Duna-viz. A méréseket 22,1 C⁰-on végeztük.

Radioaktív mérések.

A vizminták vizsgálatánál felmerült az a lehetőség, hogy némelyik esetleg mérhető módon radioaktív. Radioaktivitás-ban mutatkozó különbség módot adhat arra, hogy a víz felszíni, mély-ségi, vagy kevert eredetét eldöntsük.

A mérésnél A G.M. csövet köpenyszerűen körülvevő üveg-edénybe töltöttük a vizsgálandó vizet, ily módon az egész cső a folyadékba merült. Azoknál a vizmintáknál, melyeknél a nulleffek-tusnál valamivel nagyobb radioaktivitást találtunk, a szárazmara-dékot is mértük végablakos G.M. cső segítségével.

Tekintettel a minták kis aktivitására, hosszabb ideig tartó méréseket végeztünk /15-30 perc/. Az önabszorpció hatásá-nak elkerülésére az aktivitások mérése azonos rétegvastagság mel-lett történt.

Mérési eredményeinket a II. táblázatban foglaltuk ösz-sze. A vizmintákat a Kőolajkutató és Feltáró Vállalat bocsátot-ta rendelkezésünkre, a minták geológiai adataival együtt. A vizek kémiai elemzését a Kőolajbányászati Tudományos Laboratórium vé-gezte.

II. Táblázat

a/

Sor-szám	N é v	Jel	M é l y s é g	Δt
1.	Szekrényvölgy-1	Szv-1	321,2-294 m	0
2.	Szekrényvölgy-1	Szv-1	282 m	0
3.	Szekrényvölgy-1	Szv-1	282 m	0
4.	Bogács	Bs-6 a	465,5-400-405-9m	0,4
5.	Ostoros-1	Ot-1	0,758,5 m	0,6
6.	Görgeteg-Babolcsa	GB-5	1004-1280 m	0,9
7.	Nagylengyel	ivóviz		0,9

				$\Delta \gamma$
8.	Bázakerettye	B-301	1205-1208 m	0,9
9.	Bázakerettye	B-300	1338-1342 m	1,4
10.	Lovászi	L-4	1268-1278 m	1,4
11.	Lovászi	L-183	1401-1405, 1406-1413 1415-1422	1,4
12.	Nádudvar-10	Nu-10	1639-1642, 1630-1636	1,5
13.	Nádudvar-10	Nu-10	1639-1642 m	
14.	Nádudvar-5	Nu-5	1805-1798 m	1,6
15.	Hahót	H-55	1403-1423,5 m	1,8
16.	Szolnok	Szo-7	20-32-2057 m	2,1
17.	Nádudvar-10	Nu-10	1737-1732 m	2,3
18.	Nagylengyel	NL-6	1949-1956 m	2,3
19.	Nagylengyel	NL-5	1956-1974,5 m	2,3
20.	Nagylengyel	NL-70	2199,7-2724 m	2,3
21.	Nagylengyel	NL-51	2021-2108 m	2,7
22.	Nagylengyel		2255-2293 m	2,7
23.	Cserkeszőllő		2300 m	2,7

b/

Geológiai kor	Minta	$\Delta \gamma$
Felső pannon	6.	0,9
Alsó pannon	8.	0,9
"	9.	1,4
"	10.	1,4
"	11.	1,4
"	12.	1,4
"	14.	1,6
"	15.	1,8
Szarmata	17.	2,3
"	23.	2,7

Geológiai kor	Minta	$\Delta\gamma$
Miocén	1.	0
"	2.	0
"	3.	0
"	16.	2,1
Torton+kréta	18.	2,3
"	19.	2,3
"	20.	2,3
Kréta	21.	2,7
Triász	4.	0,4
"	5.	0,6

c/

Sor-szám	aktivitás. impulzus/perc	Sor-szám	aktivitás impulzus/perc
1.	23/5	13.	158/30
2.	24/5	14.	25/5
3.	206/30	15.	210/30
4.	28/5	16.	176/30
5.	90/15	17.	25/5
6.	29/5	18.	25/5
7.	28/5	19.	24/5
8.	155/30	20.	25/5
9.	26/5	21.	23/5
10.	28/5	22.	28/5
11.	28/5	23.	25/5
12.	26/5		

d/

Szám	$\Delta \gamma$	Száraz-maradék
1.	0	0,687
2.	0	2,72
4.	0,4	0,75
5.	0,6	2,88
7.	0,9	0,548
9.	1,4	5,52
10.	1,4	> 9,55
11.	1,4	27,63
12.	1,5	23,47
14.	1,6	37,00
16.	2,1	>19,20
17.	2,3	>13,06
21.	2,7	1,94
23.	2,7	8,4

e/

Szám	$\Delta \gamma$	Cl ⁻ mg/l
1.	0	16,93
2.	0	33,86
5.	0,6	237,1
9.	1,4	2590,0
10.	1,4	1895,0
11.	1,4	14833,0
12.	1,5	13040,0
14.	1,6	22230,0
16.	2,1	10480,0
17.	2,3	7692,0
20.	2,3	2050,0
21.	2,7	366,7

f/

Szám	$\Delta \gamma$	NH ₄ ⁺ Mg/l
1.	0	0,03
2.	0	0,3
4.	0,4	0,1
5.	0,6	0,13
6.	0,9	10,7
9.	1,4	16,4
11.	1,4	73,0
21.	2,7	8,6

g/

Szám	$\Delta \gamma$	CO ₃ ²⁻ mg ³ /l
2.	0	971,2
3.	0	932,4
5.	0,6	116,6
14.	1,6	77,7
16.	2,1	38,8

Szám	ΔT	HCO_3^- mg/l
1.	0	316,0
4.	0,4	355,5
5.	0,6	1185,5
6.	1,4	2042,3
9.	1,4	1413,0
10.	1,4	2482,0
11.	1,4	1077,0
12.	1,5	553,0
14.	1,6	118,5
16.	2,1	1185,0
17.	2,3	118,5
20.	2,3	908,4
21.	2,7	482,5

Az eredmények értékelése.

A felszíni eredetű vizek nem mutattak dusulást deutériumoxidban /1, 2, 3 sz. minta/.

A mélységi vizek deutériumoxid tartalma arányosan változott a hibahatáron belül a mélységgel. Ezt az összefüggést mutatja az 1. ábra, ahol a vizek deutériumoxid tartalmát ábrázoltuk a mélység függvényében /6-19, 21-23.sz. minta/.

Az 5. sz. minta kevert jellegű, valamivel nagyobb deutériumoxid tartalmat mutatott, mint a felszíni vizek.

Az 1. ábrán egyetlen olyan pont van, mely a hibahatárnál nagyobb eltérést mutat /20.sz. minta/. Ez a minta ellentétben a többivel, nagyobb mélységhatárok között vett minta /kb. 500 m között/. Az alacsonyabb deutériumoxid tartalmat valószínűleg felszíni vízbeszivárgás okozta.

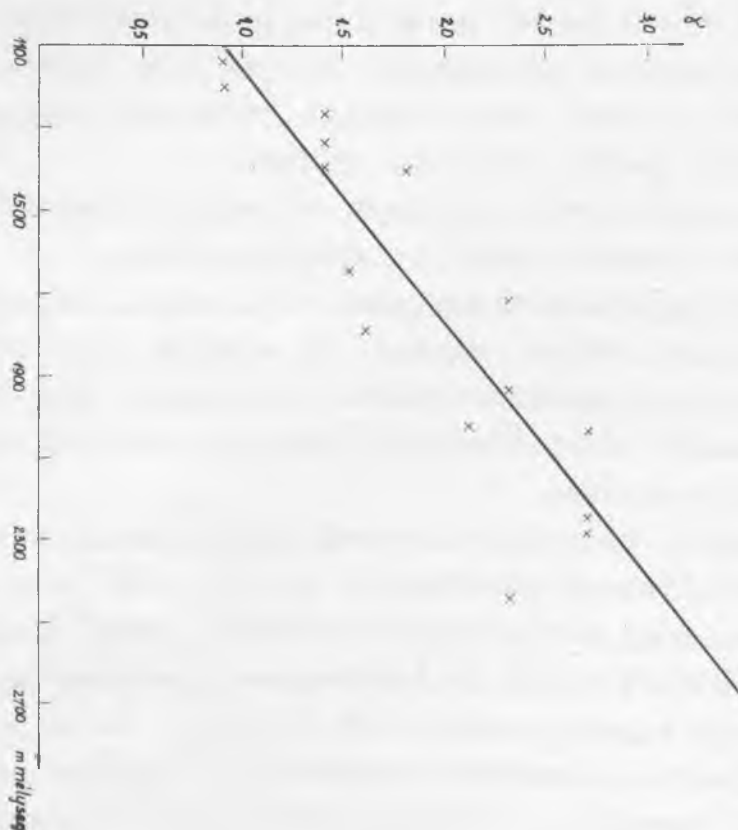
Bár a felszíni és mélységi vizek között határozott deutériumoxid tartalom különbség mutatkozik, ez az érték csak annak eldöntésére alkalmas, hogy a víz tiszta felszíni, vagy tiszta mélységi eredetű-e. A kevert vizek felismerésére a módszer már nem elég pontos, mert pl. egyenlő mennyiségű felszíni és mélységi víz keveredése esetén már a hibahatárt megközelítő értékre csökkenhet le a deutériumoxid tartalom. A kevert vizek pontos vizsgálatára

egy nagyságrenddel pontosabb deutériumoxid tartalom meghatározást kellene végezni.

A II/b táblázat adatai szerint a geológiai kor és a deutériumoxid tartalom között annyiban mutatkozott összefüggés, hogy azonos kora minták deutériumoxid tartalma /a 16. sz. minta kivételével/ a hibahatárokon belül megegyezett. A 16. sz. minta miocén kora rétegből származott, 2,1 γ sűrűség-növekedést mutatott, a vele egykoru minták 0 sűrűség-különbségével szemben. A geológiai korok sorrendje nem mutatott összefüggést a deutériumoxid tartalommal.

A radioaktív mérések során a háttéreffektustól többé-kevésbé eltérő értéket csak két mintánál találtunk, a 3. és 15.sz.-nál /c/ táblázat/. Az aktivitás értékek a szárazmaradékokra vonatkoznak, azonos rétegvastagság mellett. Ezek az értékek a mélységgel összefüggésben nincsenek, valószínűleg a tároló rétegből kioldott radioaktív anyag okozza.

Érdemes lenne ezeket a vizeket radon tartalomra is megvizsgálni, mert a radon nagyobb aktivitása miatt esetleg ilyen módon nem észlelhető összefüggések derülhetnek ki.



1. ábra

A d/ táblázat a szárazmaradék és deutériumoxid tartalom közötti összefüggést mutatja. A táblázat eredményeit érdekes összehasonlítani Szádeczky-Kardoss Elemér nagyalföldi furások vizmintáinak elemzéséből nyert megállapításaival [2].

Szádeczky-Kardoss vizsgálatai szerint a furásokból származó vizek elemzése gyors és közvetlen lehetőséget ad a nagyalföldi altalaj rétegei korának és faciesének meghatározására. A vizeket 4. csoportra osztja:

1. Erősen konyhasós víz, több mint 10 g/ liter szárazmaradékkal, tengeri /esetleg tengeri-brack vizi/ miocén és idősebb képződményekre vall.

2. Konyhasós víz, kevesebb mint 10, többnyire 4-6 g/l szárazmaradékkal, /kaspi/ brackvizi alsó pliocén.

3. Nátriumhidrokarbonátos víz, kevesebb mint 2 g/l szárazmaradékkal, fiatalabb pliocén és pleistocén édesvizi rétegek.

4. Kevesebb, mint 1 g/l szárazmaradék, többnyire egész fiatal, felső levantei és pleistocén rétegekre jellemző.

Az általunk vizsgált vizek nem nagyalföldi furásokból származnak, de az összefüggések hasonlóak a Szádeczky-Kardoss Elemér által találtakhoz.

A Szádeczky-Kardoss féle 1./ csoportba a d/ táblázatból azok a minták tartoznak, melyeknek szárazmaradéka 8,4-37,000 g/l között van. Az ehhez tartozó sűrűség-különbség értékek 1,4-2,7 γ között vannak /10-17, 23. sz. minták/.

A 2./ csoportba egy mintánk tartozik /9.sz./, 5,52 g/l szárazmaradékkal és 1,4 γ sűrűség növekedéssel. Ez a sűrűségnövekedés inkább az 1./ csoportnak felelne meg.

A 3. és 4. csoportot összevonva, e csoportba tartozik még az 1-6 sz. minta, 0,687-2,88 g/l szárazmaradékkal és 0-0,9 γ sűrűségnövekedéssel.

A csoportbeosztástól csak a 21. sz. minta mutatott eltérést, melynél igen kicsiny /1,74 g/l/ szárazmaradék mellett 2,7 γ sűrűségnövekedés mutatkozott.

Az e./ táblázat a klorid tartalom és a deutériumoxid közötti összefüggést mutatja. Szádeczky-Hardoss megállapításai szerint a nagy kloridtartalmu /erősen konyhasós/ vizek tengeri eredetűek, ezek szerint itt nagy deutériumoxid-tartalom volna várható. Ez az összefüggés csak bizonyos határok között igazolódott be, mert 0-1,6 γ sűrűség-növekedésig a klorid tartalom növekvő tendenciát mutat /16,93 - 22230 mg/l/, azután pedig csökken.

Az ammóniumion tartalom a deutériumoxid tartalommal párhuzamosan nő. Egyetlen kivétel a 21. sz. minta /f. táblázat/.

A CO_3^{2-} ion tartalom csökken a deutériumoxid tartalom növekedésével /g./ táblázat/.

A HCO_3 ion tartalom a deutériumoxid növekedésével csökken. Ettől az 1., 4., és 16. sz. minta mutat. Ez az összefüggés azonban nem olyan egyértelmű, mint az előző esetekben volt.

A kalcium, magnézium, R_2O_3 , szulfát, szilicindioxid tartalom és deutériumoxid tartalom között összefüggést nem találtunk.

Nem találtunk összefüggést a deutériumoxid tartalom és a nátrium+kálium tartalom között sem. Ez azonban nem bizonyító erejű, mert a nátrium+kálium tartalom az anionokból számított érték.

E helyen is köszönetet mondunk Simonyi Áróly egyetemi tanárnak, a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztálya vezetőjének, aki munkánkat mindvégig figyelemmel kísérte és Trencséni Dezsőné technikai munkatársunknak a kísérletek elvégzésében nyújtott segítségéért.

Külön köszönettel tartozunk a Kőolajkutató és Feltáró Vállalat vezetőségének, aki a vizmintákat rendelkezésünkre bocsátotta a szükséges adatokkal együtt, továbbá a Kőolajbányászati Tudományos Laboratórium főmérnökének, Dallos Illásnek a vizek kémiai elemzésének elvégzéséért és hasznos tanácsaiért.

Összefoglalás.

Kőolaj lelőhelyekről származó vizminták deutériumoxid tartalmának összefüggését vizsgáltuk a mélység, geológiai kor, szárazmaradék és egyes ionok mennyiségének függvényében.

Megállapítottuk, hogy a deutériumoxid tartalom nő a mélységgel. Azonos geológiai korból származó vizminták deutériumoxid tartalma a hibahatárokon belül megegyzik, de a geológiai korok sorrendje nem mutat semmiféle összefüggést a deutériumoxid tartalommal.

Mértük a minták radioaktivitását is, és két minta kivételével a háttéreffektustól eltérő aktivitást nem találtunk.

A szárazmaradék és deutériumoxid tartalom azonos összefüggést mutatott, mint amilyenre Szádeczky-Kardoss Elemér jutott egészen más uton, vagyis a nagy szárazmaradéku /erősen konyhasós/ vizek tengeri eredetűek. /Nagy deutériumoxid tartalmuak./

A klorid-tartalom bizonyos határig növekedést mutat a deutériumoxid tartalommal, majd csökken.

Az ammóniumion tartalom a deutériumoxid tartalommal párhuzamosan nő. 27

A CO_3 ion tartalom csökken a deutériumoxid tartalom növekedésével.

A HCO_3^- ion tartalom a deutériumoxid tartalom növekedésével csökken. Ez az összefüggés azonban nem olyan egyértelmű, mint az előzőek.

A kalcium, magnézium, R_2O_3 , szulfát, szilíciumdioxid tartalom és deutériumoxid tartalom között összefüggést nem találunk.

Nem találtunk összefüggést a nátrium+kálium tartalom és a deutériumoxid tartalom között sem.

A deutériumoxid tartalom meghatározásával azt biztosan el lehet dönteni, hogy a vizminta felszíni, vagy mélységi /tengeri/ eredetű-e. A viz kevert jellegének eldöntésére a módszer nem elég pontos, ehhez a nagyságrenddel pontosabb sűrűségmérésre volna szükség.

-.--.-.-.-.-

I r o d a l o m

- [1] Czike Kálmán, Fodorné Csányi Piroska: Acta Geologica, megjelenés alatt.
- [2] E.Szádeczky-Kardoss: Hidrológiai Közlöny XXI.7-12./1941/.
- [3] Yuji Shibata, Kimio Noguchi, Osamu Kaneko: Bull. Chem. Soc Japan, 14, 274 /1939/.
Érkezett 1956 máj. 11.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Nagyenergiájú γ sugarak számlálása

Irta: Erő János és Keszthelyi Lajos

A magfotoeffektusra vonatkozó vizsgálataink során szükségünk volt olyan mérési módszerre, amelynek segítségével a nagyenergiájú γ -kvantumokat abszolút módon tudjuk számlálni. Ez azt jelenti, hogy ismerni kell a számlálóberendezés nagyenergiájú γ -kvantumok számlálására vonatkozó hatásfokát. Méréseinkben a γ -kvantumokat szcintillációs számlálóval számláltuk.

A szcintillációs számláló hatásfokának meghatározása egyszerű feladat bizonyos körülmények között. A szcintilláló kristályban

$$N_T = N (1 - e^{-\mu d})$$

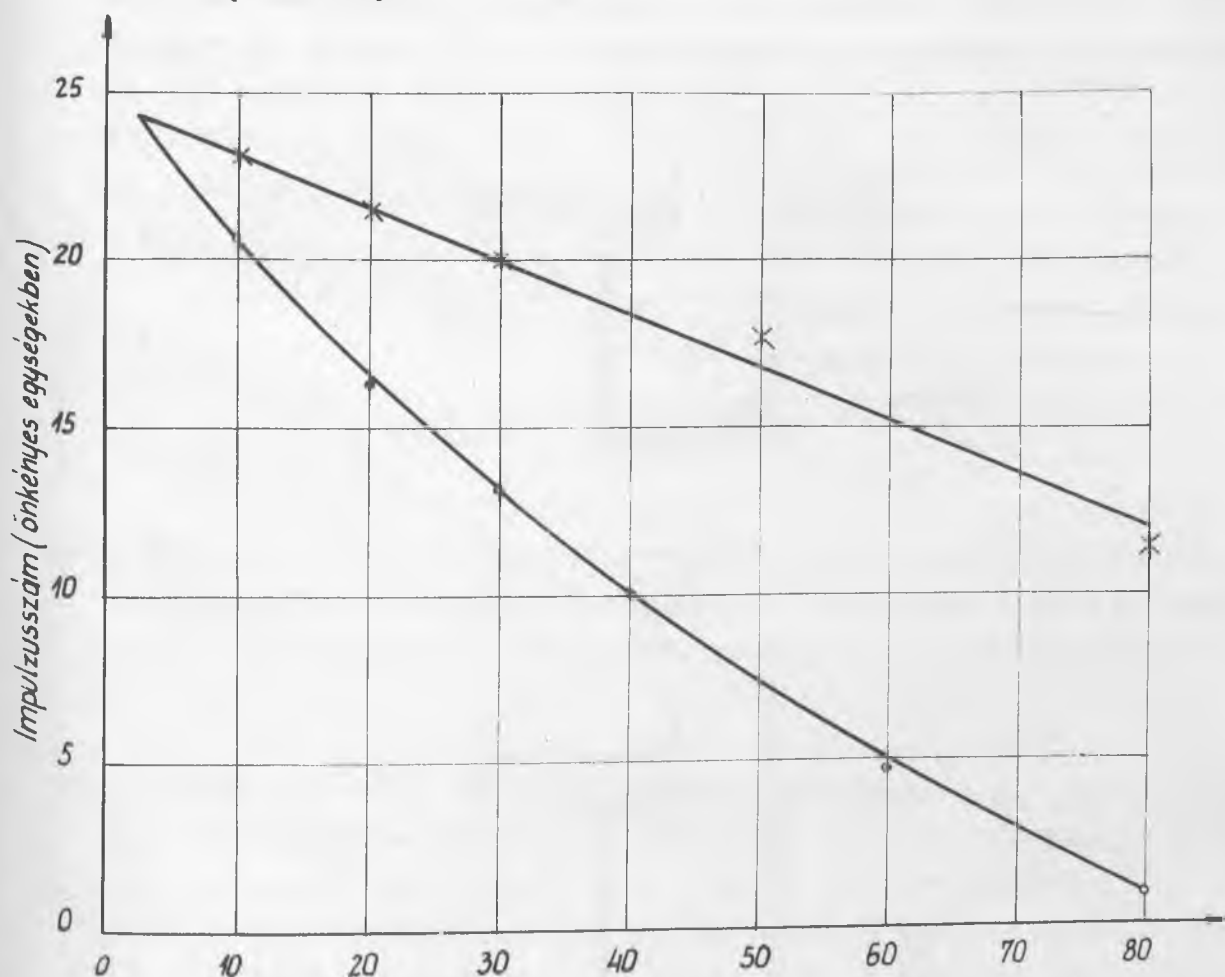
γ -kvantum kelt szekunder elektronokat, ahol N a kristályra jutó /párhuzamosan haladó/ γ -kvantumok száma, μ a sugárgyengülési együttható és d a kristály vastagsága. A hatásfok

$$\varepsilon = \frac{N_T}{N} = 1 - e^{-\mu d}$$

könnyen és biztosan számítható mennyiség, mert μ^{-1} , a teljes sugárgyengülési együtthatót néhány százalékra igazolják a kísérletek [1]. A fenti hatásfok képletet azonban csak akkor használhatjuk, ha minden abszorbeálódó γ -kvantum hatására keletkezik olyan nagy fényimpulzus, amelyet a számlálóberendezés regisztrálni tud. Ez a nagyenergiájú γ -kvantumoknál és jó elektronsokszorozónál elég pontosan teljesül, mert elenyésző azon abszorbeálódó γ -kvantumok száma, amelyek olyan

szekunder elektronokat keltenek, amelyek a kristálynak 40-50 keV energiánál kevesebbet adnak át. Az ilyen energiák által keltett fényimpulzusok pedig máf könnyen regisztrálhatók [2,3]. A regisztrált γ -kvantumok számát jelöljük N_0 -al.

Méréseink során a $\text{Li}^7/p, \gamma/\text{Be}^8$ reakcióból származó 17,6 MeV energiájú γ -kvantumokat számláltuk. A NaJ sugárgyengülési együtthatóját a Compton-effektus és párképzés elméleti értékei alapján számítottuk ki, $\mu = 0,16 \text{ cm}^{-1}$. N_0 -t az összes fényimpulzust, úgy határoztuk meg, hogy az integrális amplitudó diszkriminációs görbét 0-amplitudóra extrapoláltuk, a 0 amplitudó helyét két különböző erősítéssel felvett diszkriminátor görbe metszi ki (1. ábra).



1. ábra

Diszkr. állás (önkéntes egységekben)

Ez az egyszerű módszert azonban vizsgálataink szerint korrigálni kell, mert a γ -kvantumok által a target és a kristály között elkerülhetetlenül jelenlévő anyagból /2. ábra/ kiváltott

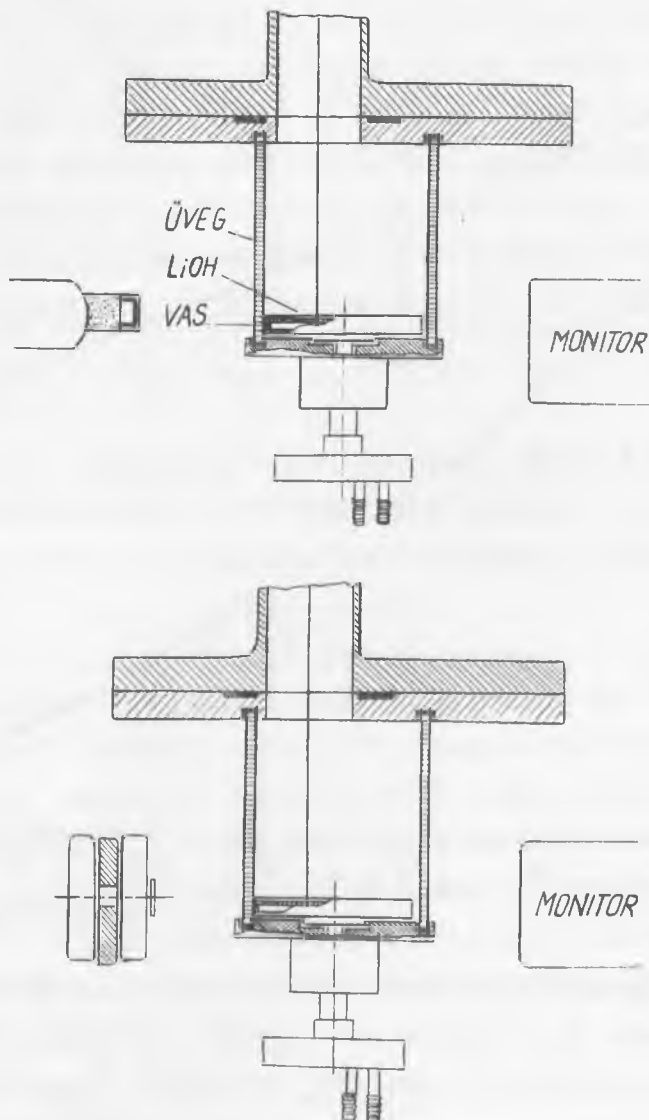
szekunder elektronok is bejutnak a kristályba és a számlált impulzusokhoz N_0 hozzájárulnak. A mérésekkel meghatározott N_0 tehát két részből áll.

$$N_0 = N_\gamma + N_e$$

ahol N_γ a γ -kvantumok által a kristályban kiváltott elektronok okozta impulzusok száma, N_e pedig a környező anyagból kiváltott szekunder elektronok okozta impulzusok száma. A hatásfokot most a következő összefüggés adja

$$\varepsilon = \frac{N_\gamma + N_e}{N} = \left(1 - e^{-\mu d}\right) \left(1 + \frac{N_e}{N_\gamma}\right)$$

Feladatunk tehát az volt, hogy az N_e komponenst meghatározzuk és pedig kísérleti módszerekkel.

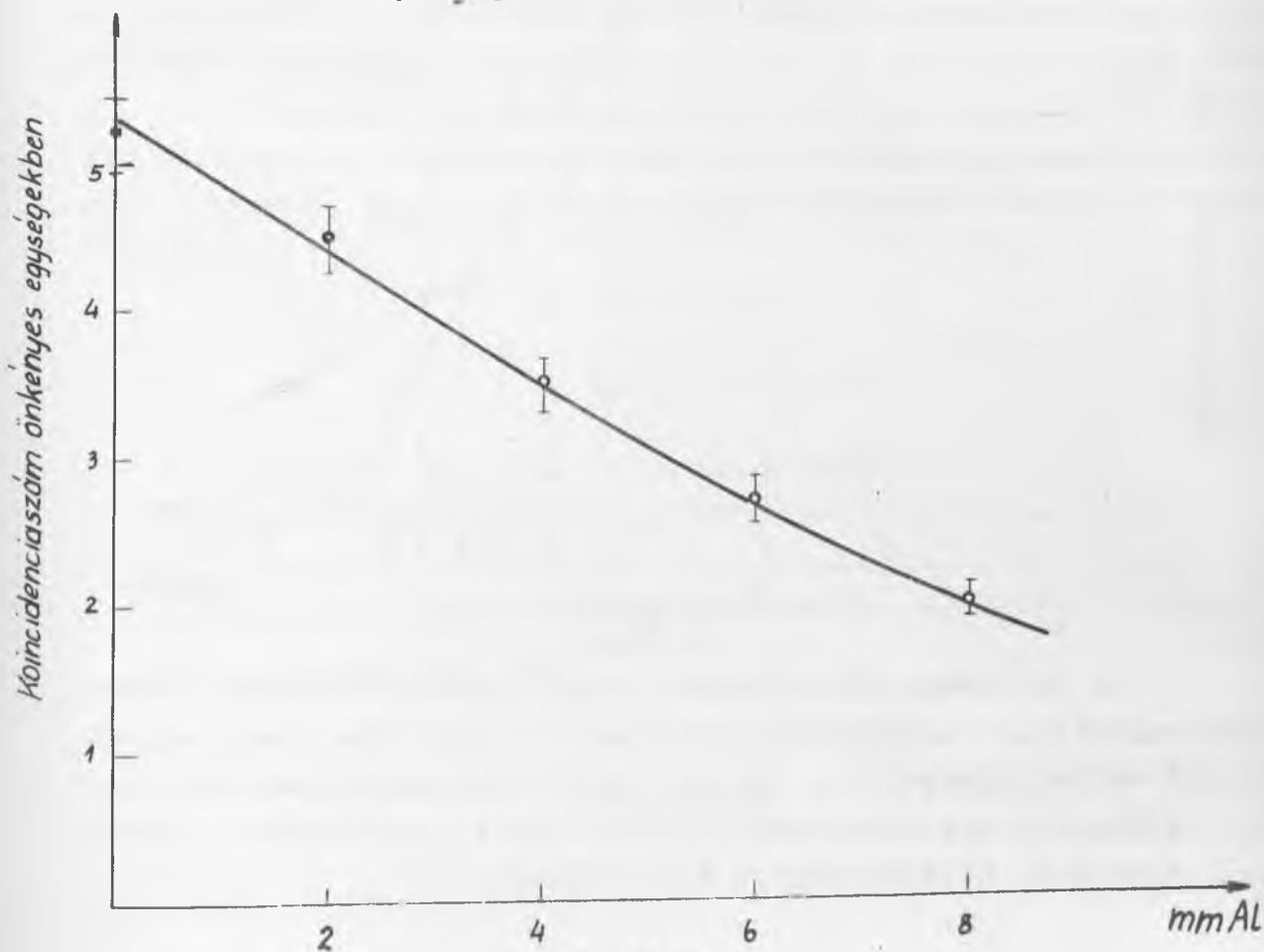


2. ábra

Az első pillanatban bonyolultnak látszó problémát a következő egyszerűsítő feltevéssel sikerült megoldani: a kristály és target közti anyagból kilépő elektronok lényegében előre haladnak az őket kiváltó γ -kvantumok irányában, a kristályba oldalról és hátulról beszóródó elektronok száma a target irányából jövő elektronok számához képest elhanyagolható. Ez a feltevés indokolt, mert a párképzésben és Compton-effektusban keletkező elektronok 90 %-a 10° -os kúpszögön belül halad.

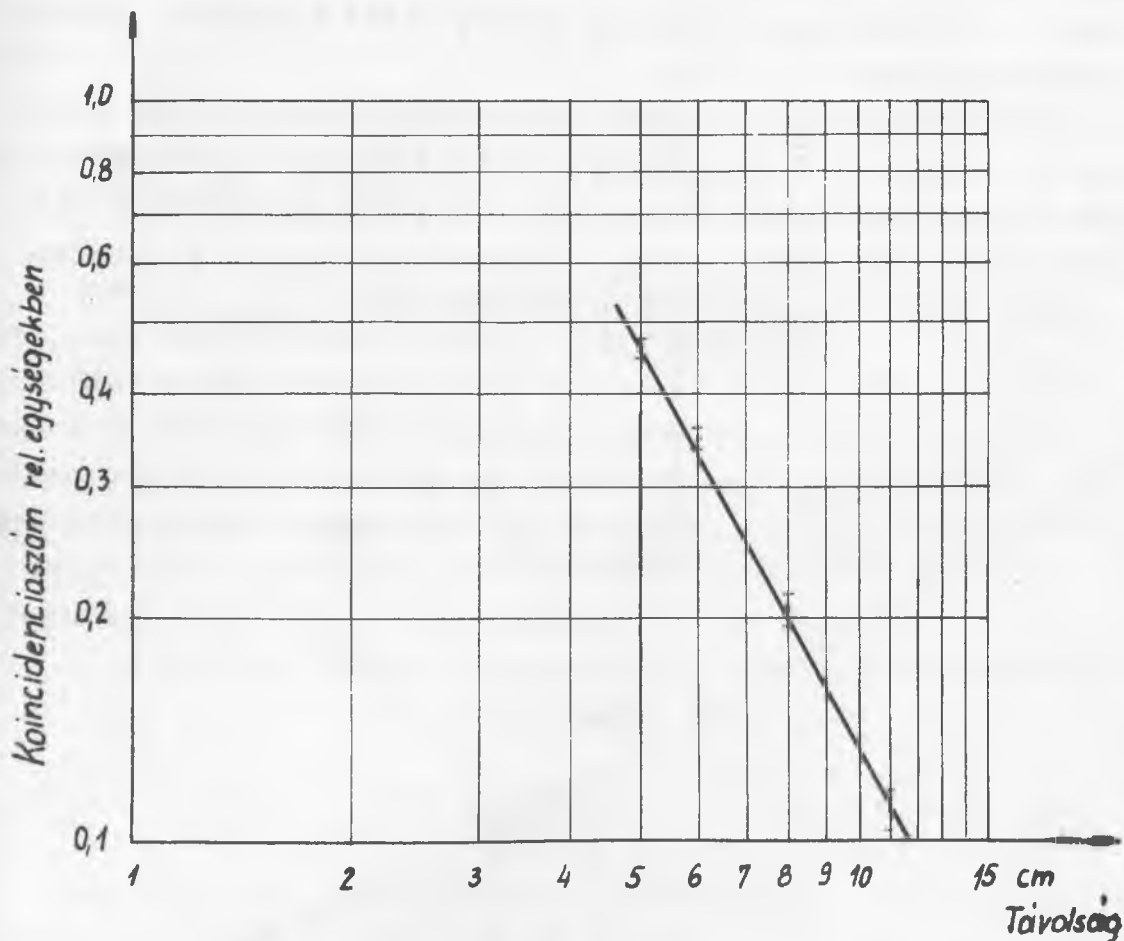
Az elektronokat a γ -kvantumoktól függetlenül két koincidenenciába kapcsolt vékony üvegfalu /0,1 mm/ GM csővel számláltuk /2. ábra/. Az elektronok számának mérése előtt háromféle ellenőrző mérést végeztünk.

1. Megmertük a szekunder elektronok abszorpcióját alumíniumban /3. ábra/. A felezési réteg vastagsága $6,5 \pm 0,5$ mm volt, ami jól egyezett a Tange által mért $6,4 \pm 0,2$ mm értékkel [4]. Meggyőződünk tehát arról, hogy a vizsgált szekunder elektronokat valóban a Li γ sugárzása hozza létre.



3. ábra

2. Megmértük a koincidenciák számának az ólomrész és target pont közti távolságtól való függését. Eredményül azt kaptuk, hogy a távolság függés a mérési hibán belül /kb. 5 %/ a távolság négyzetével fordítva arányos /4. ábra/, vagyis az elektronforrást pontszerűnek foghatjuk fel. Ez az eredmény fenti feltevésünket nagymértékben alátámasztja. Hasonlóképpen négyzetes összefüggést kaptunk a szcintillációs számlálóval mért impulzusszám távolságfüggésére is.



4. ábra

3. Az elektronok számának pontos meghatározásához ismernünk kellett az "elektronteleszkópban" dolgozó GM-csövek megszólalási valószínűségét is. Ezt az ismert három GM-csőves módszerrel határoztuk meg a szekunder elektronokra vonatkozóan, eredményül $82 \pm 1,5 \%$, illetve $80 \pm 1,4 \%$ -ot kaptunk.

Végül megmértük az elektronok $/N_e/$ és szcintillációs impulzusok $/N_o/$ számának hányadosát. A mérés eredménye /azonos számláló felületre vonatkoztatva/ a következő:

$$\frac{N_e}{N_o} = 0,324 \pm 0,018$$

Ebből könnyen kiszámíthatjuk, hogy a szcintillációs számláló hatásfoka a mérésekben használt 0,9 cm vastag NaJ kristály esetében

$$\xi = 13,5 [1 + (0,475 \pm 0,027)] \% = 13,5 + 6,5 = 20 \pm 0,4 \%$$

Érdemes megjegyezni azt, hogy a target és a szcintilláló kristályok közötti $3,2 \text{ gr/cm}^2$ anyagban a γ -kvantumoknak 9,2 % kelt szekunder elektronokat. A szekunder elektronok pedig a számláló hatásfokát 6,5 %-kal növelik meg, vagyis a keletkező szekunder elektronoknak 70 %-át regisztrálja a szcintillációs számláló, a szekunder elektronok 30 %-a a számláló előtti anyagban abszorbeálódik.

Méréseinkből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a nagyenergiájú γ -kvantumok szcintillációs számlálóval való számlálásánál figyelembe kell venni azt, hogy a forrás és a mérő kristály közti anyagból kilépő szekunder elektronok megnövelik a számláló hatásfokát. Saját számlálónknál ez 30 %-os korrekciót jelent, tehát lényeges, nagyobb szcintilláló kristálynál a korrekció kisebb.

-.--.-.-.-

I r o d a l o m

- [1] S.A. Colgate; Phys.Rev. 87, 592, /1952/
- [2] H.Casson: Phys.Rev. 89, 809 /1953
- [3] J.G. Campbell, A.J.F.Boyle. Austral.J.Phys.6, 171 /1953/
- [4] R.Tangen: Kgl.Norske Videnskab.Selskabs, Skrifter 1 /1946/

Erkezett 1956 ápr. 28.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

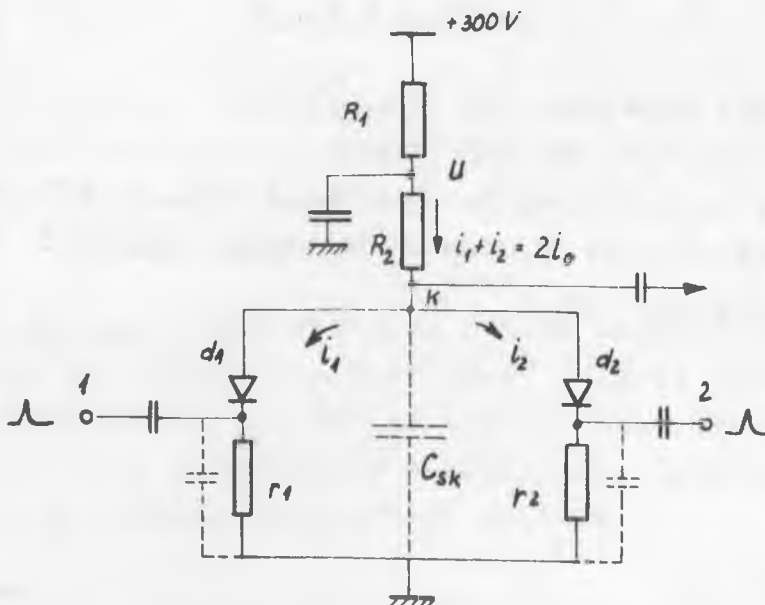
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Gyorskoincidencia körök méretezési szempontjai

Irta: Mráz József

A magspektrumok vizsgálatához gyakran használnak különböző típusu gyorskoincidencia kapcsolásokat. Az irodalomban igen sok cikkben számoltak be ilyen körök alkalmazásáról [1]. Ennek ellenére kevés útmutatást találunk e kapcsolások méretezésére vonatkozóan. A következőkben a kristálydiódás koincidencia körök méretezési szempontjaival foglalkozunk, és az Atomfizikai Osztályon megépített gyorskoincidencia kör bemérésének eredményét ismertetjük.

A kristálydiódás koincidencia kör kapcsolása a következő:



A rajzon feltüntettük a szórt kapacitásokat is. Vizsgáljuk meg a kör működését. Nyugalmi helyzetben mindkét dióda vezet.

$R_2 \gg r_1 = r_2$ esetben az R_2 ellenálláson átfolyó $i_1 + i_2$ áramot lényegében R_2 szabja meg. Ha most csak az egyik, pl. az 1-es bemenő pontra megfelelő nagyságú pozitív impulzust viszünk, a d_1 -es dióda lezárul. Mivel az átfolyó áramot R_2 szabja meg, most a 2-es oldalon folyik át a teljes áram $i_2 = 2i_0 / i_0$ -val jelöljük a nyugalmi esetben az 1-es, ill. 2-es oldalon folyó áramot/. A K kimenő kapcsón a feszültségugrás amplitúdója:

$$V_f = i_2 [r + \rho(i_2)] - i_0 [r + \rho(i_0)] = 2i_0 [r + \rho(2i_0)] - i_0 [r + \rho(i_0)]$$

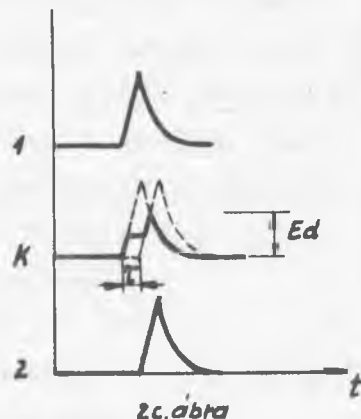
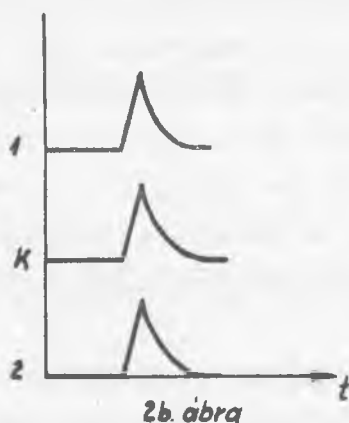
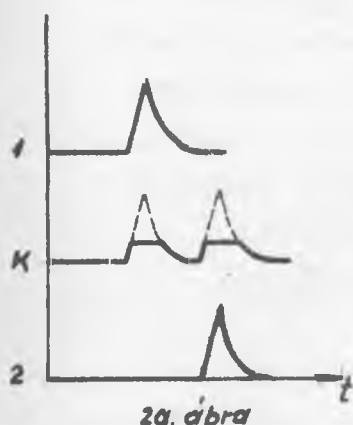
ahol $\rho(i)$ a dióda ellenállása i áramerősség mellett.

Ha egyidejűleg érkezik impulzus mind a két bemenő oldalra, akkor mindkét dióda lezárul. A K pont feszültsége egészen addig emelkedik, míg a diódák ismét vezetni nem kezdenek. A K kimenő ponton tehát koincidencia esetén megjelenik a teljes jel.

Hogy a koincidáló jeleket a nem koincidálóktól jól el tudjuk különíteni, szükséges, hogy V_1 -et minél kisebbre tudjuk csökkenteni, és közben a koincidáló jelekre kapott impulzus nagysága ne csökkenjen. $\rho(i)$ a diódától függ. Ezt változtatni nem tudjuk. Csökkenteni lehet i_0 -t és r -t. r -et annyira kell tehát csökkentenünk, amennyire csak az előző fokozat belső ellenállása megengedi. Tovább csökkenthetjük V_1 -et i_0 csökkentésével. Ezt R_2 növelésével könnyen el lehetne érni. Azonban, ha túl nagyra választjuk R_2 -t, akkor a C_{sk} szórt kapacitással alkotott, $T = R_2 C_{sk}$ időállandóju kör nem tudja követni a jelet, és így a koincidáló bemenő jelek esetén sem kapnánk meg a kimeneten a teljes bemenő impulzus nagyságot. Ezért R_2 -vel nem mehetünk néhányszor $10 K \Omega$ fölé. Az u feszültséget azonban csökkenthetjük közel a körre bevitt impulzusok nagyságáig, anélkül, hogy jelentősen csökkenének a koincidáló jelekre kapott kimenő impulzusok.

A következőkben a felbontási idő szempontjából vizsgáljuk a kört. Ezért nézzük meg, milyen impulzusokat kapunk a K kimenő ponton, ha azonos nagyságú és alaku impulzusokat különböző időkésséssel viszünk a két bemenő pontra. / A jelek egalizálása

szükséges a kör jó működéséhez./



Nem koincidáló impulzusokra kapott kimenő jel.

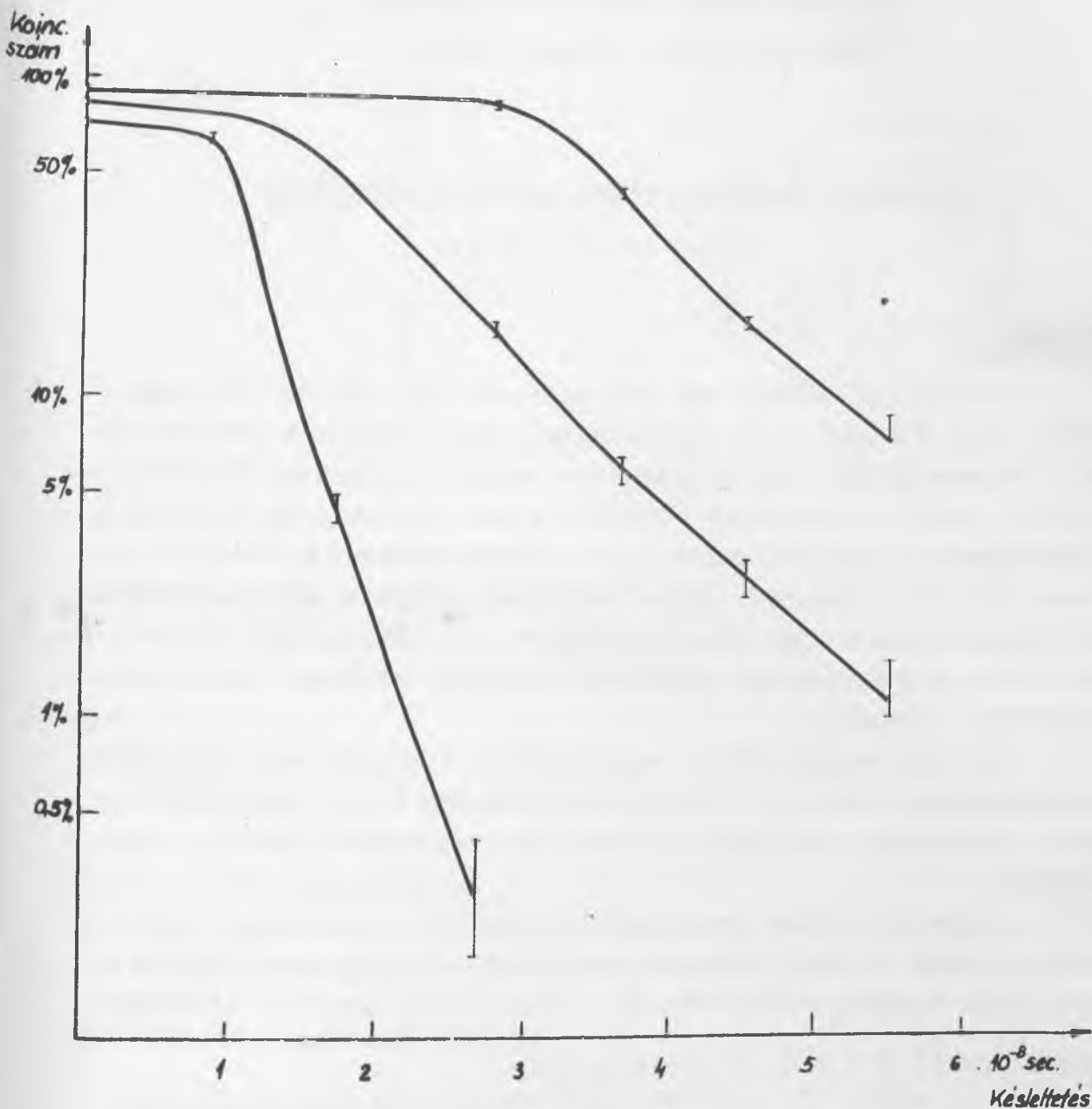
Teljesen koincidáló impulzusokra kapott kimenő jel.

Nem teljesen koincidáló impulzusokra kapott kimenő jel.

Látható, hogy kis felbontási idő eléréséhez lehetőleg minél rövidebb impulzusokat kell a körre vinnünk. A jelek egalizálása után tehát olyan kis időállandóval kell a koincidencia körre csatlakozni, amilyen kicsit a szórt kapacitások és az egalizáló belső ellenállása megengedi. A felbontási idő azonban nem egyenlő egyszerűen a jel szélességével, hanem, mint a 2./c ábrán láthatjuk, a koincidencia kör után alkalmazott impulzus szelektáló előfeszítésétől is függ. Ennek az előfeszítésnek azonban határt szab az a tény, hogy a jel egalizáló nem tökéletes működése miatt a körre érkező impulzusok nem mind teljesen egyformák, és így nagy előfeszítés esetén a teljesen koincidáló kisebb impulzusokat sem fogjuk koincidálóknak észlelni. Így tehát "valódi koincidencia veszteség" is fellép, vagy úgy is mondhatjuk, hogy a koincidencia kör "hatásfoka" kisebb lesz 100 %-nál.

Az osztályunkon elkészített koincidencia kör felbontási idejét kábellel késleltetett jelek segítségével mértük. A koincidenciák számát a késleltetés függvényében a 3. ábrán láthatjuk. A koincidenciák számát az összes bemenő jelek százalékában fejeztük ki. A különböző eltolási görbék a koincidencia kör utáni disz-

kriminátor különböző állásának felelnek meg. A nulla késleltetés-nél kapott százaléértékek a koincidencia kör "hatásfokát" jel-
zik, az impulzus szelektáló megfelelő állásánál.



3. ábra

A koincidenciák száma a késleltetés függvényében.

- [1] Részletes irodalomjegyzék található K.Siegbahn: Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy /1955/ XVIII. fejezetben.

Érkezett 1956 máj.11.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Cserenkov sugárzás véges határolt vákuumban

Irta: Schmidt György

I. Bevezetés

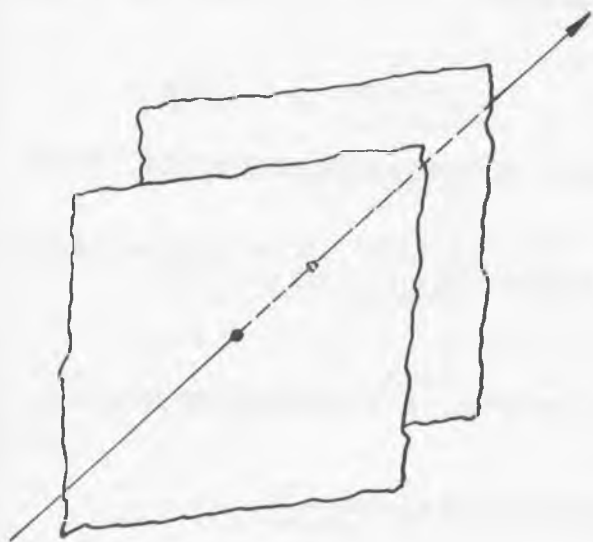
Ahiezer és társai egy sor cikkben [1], [2] és [3] kimutatták, hogy állandó $v < c$ sebességgel mozgó elektron nemcsak dielektrikumban hozhat létre Cserenkov sugárzást, hanem vákuumban is olyankor, amikor a vákuumot határoló falak kialakítása folytán az elektromágneses térnek vannak $v_f \leq v$ fázissebességgel terjedő komponensei is. Ez a helyzet egyes hullámvezetőknel, ahol a mikrohullámu térkomponensek egy része valóban $v_f < c$ sebességgel terjed. A térnek ezek a komponensei sugárzás fomájában mintegy leszakadnak az elektron teréről.

[4]-ben megmutattuk, hogy hasonló jelenség lép fel véges, lezárt rendszerekben, pl. üregrezonátorokban is és hogy ezek bevezési folyamata a megadott formalizmussal kvantitativ is tárgyalhatók.

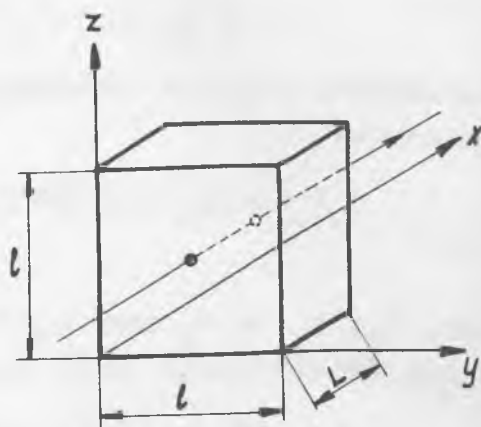
A következőkben meg fogjuk vizsgálni, hogy mennyi energiát sugároz ki egy állandó sebességgel mozgó elektron egy parallelepipedon alakú üregbe, illetőleg két parallel sík közötti térrészbe.

Elektron sugárzása sík fémlemezek között

A vizsgálandó probléma a következő: Egy elektron mozog egyenletes sebességgel két párhuzamos sík fémlemez közötti térrészben a lemezekre merőleges egyenes mentén /1. ábra/. Hogy a tér egyes komponenseivel való kölcsönhatást figyelembe tudjuk venni, induljunk ki először egy parallelepipedonból /2. ábra/, amelynek egyik oldala L , a másik kettő pedig ∞ . A két parallel sík esetéhez úgy jutunk, hogy elvégezzük az $L \rightarrow \infty$ határátmenetet.



1. ábra



2. ábra

[4]-ben láttuk, hogy a tér μ -ik módusának időbeli viselkedését leíró differenciálegyenlet:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = f_\mu(t) \quad (1)$$

ahol

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \text{ ev } A_{\mu x}(vt, 0, 0) \quad (2)$$

Itt \bar{A}_μ / \bar{r} kielégíti a

$$\Delta \bar{A}_\mu + \frac{\omega_\mu^2}{c^2} \bar{A}_\mu = 0 \quad (3)$$

differenciál egyenletet és az

$$\int_V \bar{A}_\mu^2 d\tau = 4\pi c^2 \quad (4)$$

normálási feltételt. Mivel a vektorpotenciál

$$\bar{A}(\bar{r}, t) = \sum_\mu q_\mu(t) \bar{A}_\mu(\bar{r}) \quad (5)$$

alakban állítható elő az \bar{A}_μ / \bar{r} a vektorpotenciálhoz hasonló hatáfeltételeket elégíti ki. A tér időbeli változását az egyes

q_μ /t/ amplitudók teljesen meghatározzák.

A tér energiája:

$$u = \frac{1}{2} \sum_{\mu} (\dot{q}_{\mu}^2 + \omega_{\mu}^2 q_{\mu}^2) \quad (6)$$

Esetünkben a μ -ik térkomponens vektor x irányu összetevője, mint ismeretes,

$$A_{\mu x} = A_{\mu x}^0 \cos\left(\frac{\pi n_x}{L} x\right) \sin\left(\frac{\pi n_y}{L} y\right) \sin\left(\frac{\pi n_z}{L} z\right) \quad (7)$$

ahol n_x , n_y és n_z nem negatív egész számok. A koordinátarendszer jelen felvételénél /a(2) alapján/:

$$f_{\mu}(t) = \begin{cases} \frac{1}{c} e v A_{\mu x}^0 \cos\left(\frac{\pi n_x}{L} v t\right) \sin\left(\frac{\pi n_y}{L} \frac{L}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi n_z}{L} \frac{L}{2}\right) & \text{ha } 0 < t < \frac{L}{v} \\ 0 & \text{ha } t < 0 \text{ és } t > T \end{cases} \quad (8)$$

Ha bevezetjük a

$$K_{\mu} = \frac{e v A_{\mu x}^0}{c} \sin\left(\frac{\pi n_y}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi n_z}{2}\right) \quad (9)$$

és az

$$\alpha = \frac{n_x \pi}{L} v = \frac{n_x \pi}{T} \quad (10)$$

jelöléseket ahol T a futási idő, akkor az ω_{μ} körfrekvenciájú oszcillátor viselkedését leíró differenciálegyenlet

$$\ddot{q}_{\mu} + \omega_{\mu}^2 q_{\mu} = \begin{cases} K_{\mu} \cos \alpha t & \text{ha } 0 < t < T \\ 0 & \text{ha } t < 0 \text{ és } t > T \end{cases} \quad (11)$$

A $q_{\mu}/0/ = q_{\mu}/0/ = 0$ kezdeti feltétel figyelembevételével a differenciálegyenlet Laplace transzformáltja /az indexek elhagyásával/:

$$p^2 Q + \omega^2 Q = K \left[\frac{p}{p^2 + \alpha^2} + e^{-pT} \frac{p}{p^2 + \alpha^2} \right] \quad (12)$$

ahol a - előjel n_x páros a + pedig páratlan értékei mellett érvényes. Az egyenletet Q-ra megoldva és visszatranszformálva kapjuk:

$$q(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \\ K \frac{\cos \alpha t - \cos \omega t}{\alpha^2 - \omega^2} & \text{ha } 0 < t < T \\ K \left[\frac{\cos \alpha t - \cos \omega t}{\alpha^2 - \omega^2} + \frac{\cos \alpha (t-T) - \cos \omega (t-T)}{\alpha^2 - \omega^2} \right] & \text{ha } t > T \end{cases} \quad (13)$$

Tekintettel arra, hogy $T = \frac{n_x \pi}{\alpha}$

$$\cos \alpha (t-T) = \begin{cases} \cos \alpha t & \text{ha } n_x \text{ páros} \\ -\cos \alpha t & \text{ha } n_x \text{ páratlan} \end{cases} \quad (14)$$

így

$$q(t) = \frac{K}{\alpha^2 - \omega^2} \left[-\cos \omega t \pm \cos \omega (t-T) \right] \quad \text{ha } t > T \quad (15)$$

Az elektron áthaladása után az üregben maradt energia, ha n_x páros:

$$U_\mu = \frac{K_\mu^2 \omega_\mu^2}{(\alpha^2 - \omega_\mu^2)} \left[1 - \cos \omega_\mu T \right] \quad (16)$$

ha n_x páratlan, akkor

$$U_\mu = \frac{K_\mu^2 \omega_\mu^2}{(\alpha^2 - \omega_\mu^2)} \left[1 + \cos \omega_\mu T \right] \quad (17)$$

Az eredmény természetesen független t -től.

K_μ értékének meghatározása a

$$\int_v A_\mu^2 dT = 4\pi c^2 \quad (18)$$

normálási feltétel segítségével történik.

A $\text{div } \bar{A}_\mu = 0$ feltételből következik, hogy

$$(\bar{k} \bar{A}_\mu) = 0 \quad (19)$$

ahol $\bar{k}_\mu \left(\frac{n_x}{2L}, \frac{n_y}{2L}, \frac{n_z}{2L} \right)$ a hullámszámvektor.

Válasszuk polarizáció síkoknak az x-y és x-z síkokat, vagyis legyen az egyik megoldás-seregnél $A_{\mu z} = 0$, a másikonál $A_{\mu y} = 0$. Így a (19) feltétel

$$A_{\mu x} k_{\mu x} + A_{\mu y} k_{\mu y} = 0 \quad (20)$$

alakú lesz. Hasonló alakú egyenlet adódik a másik polarizációs irányra is. Így

$$A_{\mu y} = -A_{\mu x} \frac{k_{\mu x}}{k_{\mu y}} \quad (21)$$

A normálási feltételből:

$$\int_V A_\mu^2 d\mathcal{T} = \int (A_{\mu x}^2 + A_{\mu y}^2) d\mathcal{T} = \int A_{\mu x}^2 \left(1 + \frac{k_{\mu x}^2}{k_{\mu y}^2}\right) d\mathcal{T} = 4\pi c^2 \quad (22)$$

$A_{\mu x}$ értékét (7)-ből helyettesítve és az integrálást elvégezve

$$\frac{1}{8} (A_{\mu x}^0)^2 \left(1 + \frac{k_{\mu x}^2}{k_{\mu y}^2}\right) V = 4\pi c^2 \quad (23)$$

így tehát (9)-ből

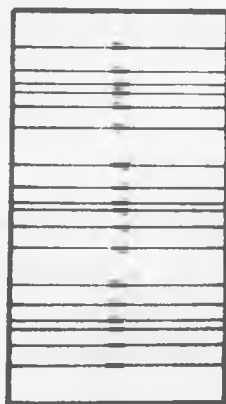
$$K_\mu^2 = \begin{cases} \frac{32 \pi \theta^2 v^2}{V \left(1 + \frac{k_{\mu x}^2}{k_{\mu y}^2}\right)} & \text{ha } n_y \text{ és } n_z \text{ is páratlan} \\ 0 & \text{ha } n_y \text{ vagy } n_z \text{ páros} \end{cases} \quad (24)$$

Hogy a teljes kisugárzott energiát megkapjuk K_μ^2 értékét (16) és (17)-be helyettesítve szummázni kell valamennyi μ állapotra. Csoportosítsuk az állapotokat n_x , illetőleg k_x értékei szerint és foglalkozzunk először azokkal az állapotokkal, ahol $n_x = k_x = 0$ /3. ábra/.

Minthogy $k^2 = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2}$,

$$\frac{n_y^2 + n_z^2}{4 l^2} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \quad (25)$$

illetve $n_y^2 + n_z^2 = \frac{\omega^2 l^2}{\pi^2 c^2} \quad (26)$



3. ábra

Kiszámítjuk az ω és $\omega + d\omega$ intervallumban eső rezgések $\rho(\omega) d\omega$ számát. Ennek megállapítása egészen hasonlóan történik, mint a szokásos térbeli esetben, csak most az n_y, n_z pozitív egész számokból alkotott rács egy negyed síkon foglal helyet. Bevezetve az $n = \sqrt{n_y^2 + n_z^2}$ jelölést:

$$\rho(\omega) d\omega = 2 \frac{2n\pi \cdot dn}{4} = n\pi dn \quad (27)$$

ahol a 2-es szorzó a két polarizációs irány miatt lép fel.
Másképpen (26)ből

$$n \, dn = \frac{l^2}{\pi^2 c^2} \, \omega \, d\omega \quad (28)$$

Igy

$$\rho(\omega) = \frac{l^2}{\pi c^2} \omega \quad (29)$$

Bennünket csak azok az esetek érdekelnek, ahol n_y és n_z is páratlan. Ezek száma

$$j_1^0(\omega) = \frac{\rho(\omega)}{4} = \frac{l^2}{4\pi c^2} \omega \quad (30)$$

Az $n_x=0$ módusokhoz tartozó összes kisugárzott energia tehát (16) felhasználásával és $\alpha = 0$ figyelembevételével

$$u_{n_x=0} = \frac{8\pi e^2 v^2}{V} \cdot \frac{L^2}{\pi c^2} \int_0^\infty \frac{(1 - \cos \omega T)}{\omega} d\omega = \frac{8e^2 v^2}{L c^2} \int_0^\infty \frac{(1 - \cos \omega T)}{\omega} d\omega \quad (31)$$

Figyelemreméltó, hogy a fenti kifejezés logaritmikusan végtelenné válik. Ez annak a következménye, hogy klasszikusan számoltunk, nem véve figyelembe azt, hogy az energia kisugárzása csak kvantumosan történhet. Ez, a közönségesen ultraibolya katasztrófának nevezett jelenség általában thermodinamikával kapcsolatos statisztikus megfontolásoknál szokott fellépni /Rayleigh-Jeans törvény/, így érdekes, hogy ezuttal egy kizárólagosan a klasszikus elektrodinamikán nyugvó számítás is idevezetett.

Látható, hogy fenti kifejezés nem függ l -től, így u.e. vonatkozik párhuzamos síklapok esetére is.

Hasonló, de bonyolultabb formulák adódnak $U_{n_x} \neq 0$ esetén is, és könnyen kimutatható, hogy az energia kifejezések ott is függetlenek l -től és logaritmikusan végtelenné válnak.

Fenti probléma fizikai szempontból megnyugtató megoldása a kvantumelektrodinamikától várható.

I r o d a l o m

- [1] Ахиезер, Любарский, Фаинберг: Д.А.Н. СССР 73/1950/
- [2] Ахиезер, Ситенко: Х.Техн.Физ. 23/1953/ 1217
- [3] Ахиезер, Любарский, Фаинберг: Х.Техн.Физ. 25/1955/ 2526
- [4] Schmidt: K.F.K.I. közlemények 3 /1955/ 426

Érkezett 1956. máj. 11.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Lineáris rétegpotenciométerek vizsgálata

Irta: Berecz György és Bondár László

Az abszolút dozismérők mérőelektrodáján a mérés ideje alatt kiváltott elektromos töltés, ill. a kamraáram mérésének egyik szokásos módszere a Townsend-féle kompenzációs módszer, melynél a mérőelektrodán kiváló töltést influencia révén egy kompenzációs kondenzátor egyik fegyverzetére gyűjtjük azáltal, hogy a másik fegyverzeten lévő töltést az utóbbi fegyverzet feszültségének változtatásával szabályozzuk. A szabályozásnak olyannak kell lennie, hogy - tértorzulást elkerülendő - a mérőelektroda a mérés egész tartama alatt a védőelektrodákkal megegyező földpotenciálon legyen.

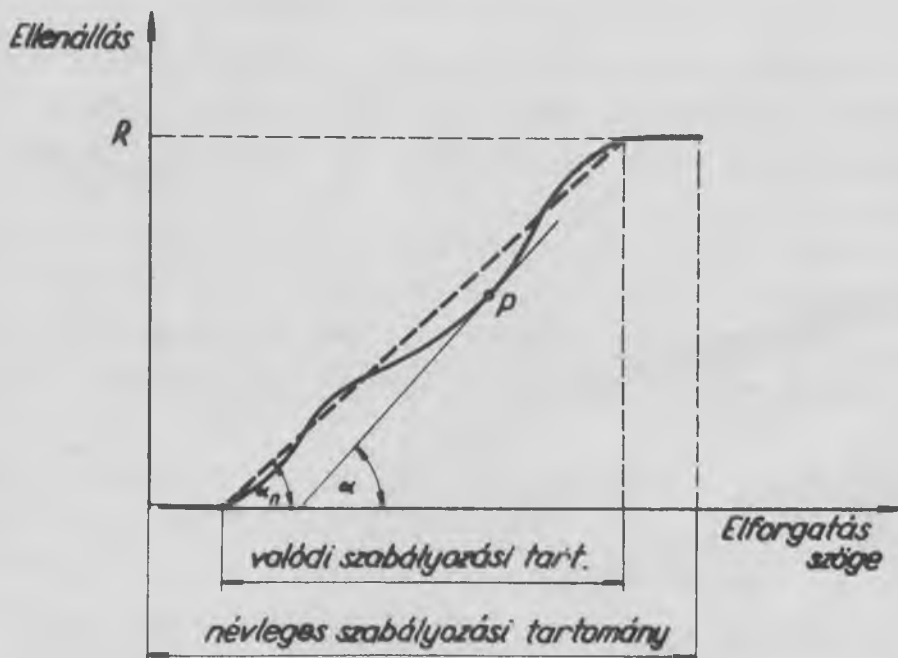
Tekintettel arra, hogy a kísérletek folyamán a szolgáltatott dózisteljesítmény az időben állandó, illetve a röntgenkészülék tápfeszültségével együtt csak lassan változik, a mérés tartama alatt a szabályozott fegyverzet feszültségének az időben egyenletes, vagy közel egyenletes növelésére van szükség. A szabályozó feszültséget konstans egyenáramú áramforrásból vesszük potenciométeres kapcsolás segítségével. Meg kell kívánni tehát a potenciométertől, hogy a csuszókontaktus egyenletes forgatása esetén egyenletesen növekvő szabályozó feszültséget szolgáltatasson, más szóval lineáris potenciométerre van szükség, hogy a szabályozást kellő pontossággal végezhessek.

A rendelkezésünkre álló rétegpotenciométereken vizsgálatokat végeztünk lineáritás szempontjából. A vizsgálatok módja

részben igazodott a vonatkozó MNOSz szabványtervezetben, MNOSz 1552T, részben ezen túlmenő vizsgálatokat kellett végeznünk.

Az 1. ábrán szaggatott vonal jelzi egy lineáris potenciométer ideális, u.n. névleges jelleggörbáját, míg kihuzott vonallal egy valóságos, mért jelleggörbét jeleztünk. A jelleggörbe valamely pontjában meredekség $/M/$ fogalma alatt a ponthoz tartozó érintő iránytangense értendő. Az ideális lineáris potenciométer meredeksége - az u.n. névleges meredekség $/M_n/$ - egyuttal a potenciométer közepes meredeksége. Értéke konstans szám: A teljes ellenállás $/R/$ és a valódi szabályozási tartomány $/\varphi/$ hányadosa.

$$M_n = R/\varphi .$$



1. ábra

Lineáris potenciométer jelleggörbéje

$M_n = \operatorname{tg} \alpha_n$ = a névleges meredekség

$M_p = \operatorname{tg} \alpha$ = meredekség a P pontban

R = a potenciométer teljes ellenállása

Meredekségingadozás $/I/$ alatt a valódi meredekségnek a névleges meredekségtől való eltérését értjük:

$$I = M_n - M .$$

Ez a jelleggörbe mentén általában változik, az ideális lineáris potenciométernél zero.

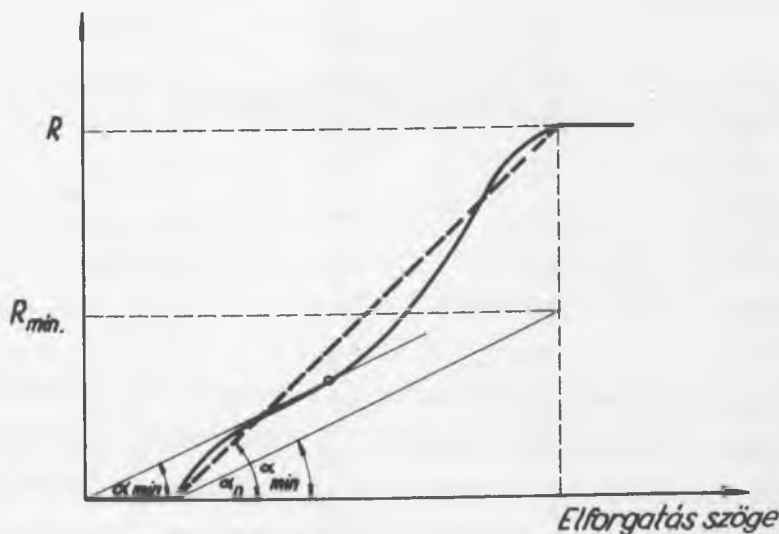
A potenciométer linearitását a következő adattal jelemezzük: A maximális meredekség ingadozása abszolút értékével, melyet a névleges meredekségre vonatkoztatott százalékokban fejezünk ki:

$$I_{\max} \% = \frac{100}{M_n} /I_{\max}/ = \frac{100}{M_n} /M_n - M/_{\max}.$$

Fizikai jelentése a 2. ábrából tűnik ki, mely szerint

$$I_{\max} \% = 100 \frac{/M_n - M/_{\max}}{M_n} = 100 \frac{\frac{R}{\varphi} - \frac{R_{\min}}{\varphi}}{\frac{R}{\varphi}} = 100 \frac{R - R_{\min}}{R} \Delta R \%,$$

azaz, ha a potenciométer közepes meredeksége egyenlő lenne a szabályozási pálya mentén észlelt szélső értékkel, akkor a teljes ellenállás értéke a valódi ellenállástól annak $I_{\max} \%$ -ával különbözne.



2. ábra

$\operatorname{tg} \alpha_n = M_n$ = névleges meredekség

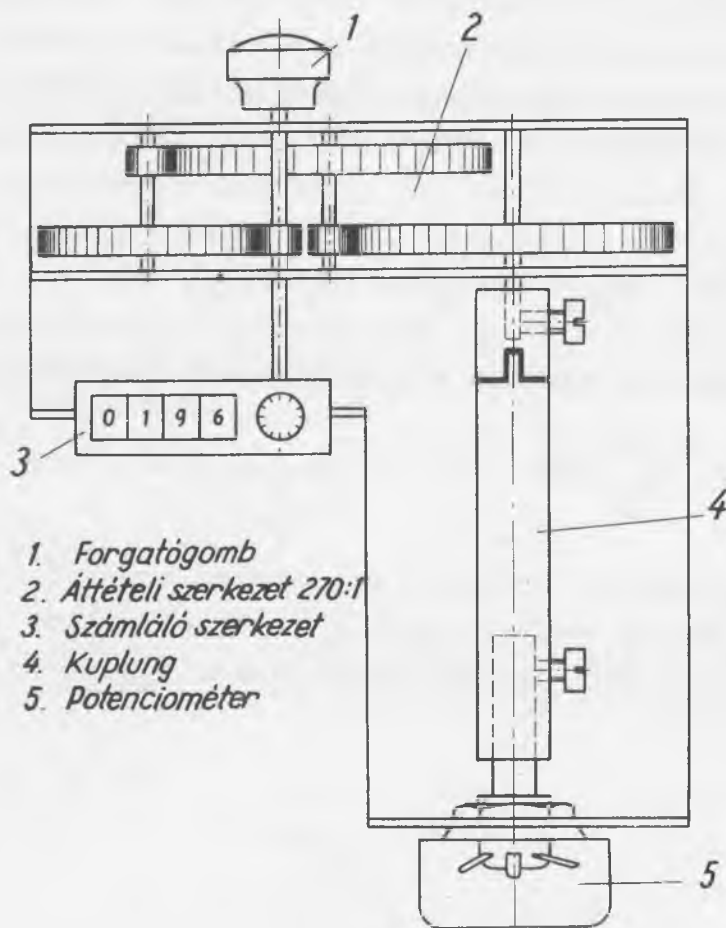
$\operatorname{tg} \alpha_{\min} = M_{\min}$ = minimális meredekség

$I_{\max} = M_n - M_{\min}$ = maximális meredekségingadozás

R = a potenciométer teljes ellenállása

R_{\min} = a minimális meredekségnek megfelelő ellenállás

A vizsgálathoz a 3. ábrán vázolt forgató berendezést használtuk.



3. ábra

Az áttétel a forgatógomb és a potenciométer szabályozó tengelye közt 270:1. A használt számláló szerkezet azonos a közönséges villamos fogyasztásmérő-órák számlálójával. A berendezéssel, valamely szögelfordulás - az áttétel segítségével reprodukálhatólag - 0,015 fok pontossággal állítható be.

A szabályozási pályán 5° -ként haladva a kezdőcsucs és a csuszóleszedő közti ellenállást 0,2 % pontosságu, hitelesített RLC váltóáramu mérőhiddal mértük. A vizsgált potenciométereken a mérést másfél hónappal később is megismételtük és a jelleggörbén mutatkozó eltérés a mérési hibán belül volt, ami a mérések reprodukálhatóságát mutatja. Néhány potenciométer jelleggörbéjét

fokenként haladva is kimértük és az a jellemző adatokat a nagyobb intervallumu mérés során nyert adatokkal szemben nem változtatta meg. A jelleggörbék alapján a jellemző adatokat a táblázat tartalmazza.

Sor-szám	Névérték Ohm	$I_{max}\%$	Sor-szám	Névérték Ohm	$I_{max}\%$
1.	500	13	26.	100 K	13
2.	500	22	27.	100 K	18
3.	500	27	28.	250 K	30
4.	1 K	16	29.	250 K	26
5.	1 K	13	30.	250 K	36
6.	1 K	34	31.	250 K	45
7.	10 K	28	32.	2 M	17
8.	10 K	24	33.	2 M	29
9.	10 K	20	34.	2 M	32
10.	50 K	38	35.	470	35
11.	50 K	28	36.	470	34
12.	50 K	40	37.	1 K	37
13.	100 K	17	38.	1 K	27
14.	100 K	29	39.	10 K	23
15.	1.5 M	45	40.	10 K	25
16.	1,5 M	50	41.	22 K	25
17.	1,5 M	55	42.	47 K	40
18.	2,5 M	62	43.	47 K	17
19.	2,5 M	48	44.	100 K	25
20.	2,5 M	80	45.	100 K	17
21.	5 M	29	46.	220 K	25
22.	5 M	70	47.	220 K	21
23.	1 K	23	48.	1 M	17
24.	2,5 K	18	49.	2,2 M	34
25.	100 K	22	50.	2,2 M	17

1-22-ig Siemens

23-34" Remix Qualiton

35-50" Remix "PM-A".

A kísérleti adatok alapján 50 db potencióméterről a következőket mondhatjuk: Azonos gyártmányu és névértékű potencióméterek

is nagy eltérést mutatnak. A nagyobb névértékű Siemens és Qualiton potenciométereknél nagyobb meredekségingadozást tapasztaltunk. A vizsgált Siemens potenciométerek jelleggörbéje azonos alakú, egy vagy két inflexios pontja van, a meredekség a szabályozási pálya mentén csak lassan változik. A megmért Qualiton és "PM-A" potenciométerek jelleggörbéje szeszélyesebb; olykor jobban megközelítik a névleges jelleggörbét, mint a vizsgált Siemens potenciométerek, máskor viszont többszörösen nagyobb mértékben eltérnek az ideális jelleggörbétől, egyes potenciométereknek öt-hat inflexios pontjuk is van. Megjegyzendő végül, hogy a "PM-A" potenciométerek meredeksége egyes helyeken viszonylag hirtelen változik.

Erkezett 1956 máj. 4.

-.--.-.-.-.-.-

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Folyékony szcintilláló anyagok /foszforok/ vizsgálata

Irtta: Lukovics Albert

BEVEZETÉS

Gyors és lassu neutronok, valamint kisenergiájú béta részecskék számlálásánál célszerűnek mutatkozott folyadékos foszforok készítése és ezen foszforok vizsgálata. Méréseink alapján megállapíthatjuk, hogy sikerült megfelelő tisztaságú foszforokat és oldószereket előállítani, melyekkel a fent említett számlálástechnikai és egyéb problémák megoldhatók.

Folyadékos foszforok alkalmazása a szcintillációs számlálási technikában igen elterjedt. Ezek használata a folyadékos foszforok igen előnyös sajátosságainak tulajdoníthatók. Összehasonlítva a kristályfoszforokkal, ezen előnyös tulajdonságok a következőkben foglalhatók össze [1,2]:

1. Tetszőleges méretű és alaku foszfor készíthető.
 2. 10^{-9} sec. nagyságrendű utánvilágítási idő és ennek megfelelően igen nagy felbontóképesség. /Terfenil-toluol esetében az utánvilágítási idő $2,2 \cdot 10^{-9}$ sec./
 3. A foszforok viszonylag könnyű előállíthatósága. /A kémiai munkáktól eltekintve./
 4. Nagy érzékenység gyors neutronokra.
- A kristályfoszforokkal közös előnyös tulajdonságok közül a következőket említhetjük:

1. Az abszorbeált energia és a kibocsátott fényimpulzus közötti lineáris összefüggés 125 KeV-nál nagyobb energiájú elektronokra.

2. A kibocsátott fény szinképtartománya egybeesik a leggyakrabban használt fotomultiplierek érzékenységi sávjával.

A szervetlen kristályfoszforokkal szemben hátrányuk, hogy

1. Alacsony rendszám és kis sűrűség /kisebb hatásfok gamma sugarakra/.

2. Nehéz részecskéknél az abszorbeált energia - kibocsátott fényimpulzus között nem lineáris az összefüggés.

3. Az egy foton kibocsátásához szükséges energiaabszorpció nagyobb, mint a kristályfoszforoknál. /Talliumnál aktivált nátriumjodidnál 30eV/foton, antracénnél 65eV/foton, terfenil-toluolnál 150eV/foton./

A két előbb említett hátrány a szerves kristályfoszforoknál is fennáll. Az utóbbi ugyancsak érvényes a szerves kristályfoszforokra, de kisebb mértékben, mint folyékony foszforokra.

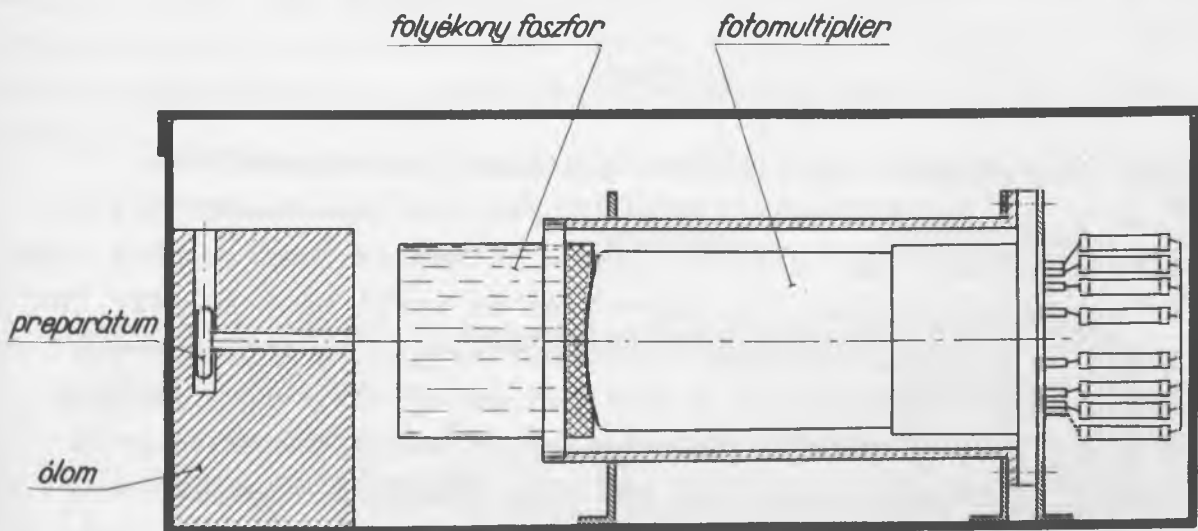
A hatásosabb folyadékos foszforok előnyei miatt ezek kutatása még jelenleg is folyik. 1953-ig a terfenilek különböző oldatait voltak ismereteseek, mint a leghatásosabb folyadékos foszforok. Jelenleg már ismerünk /6,7/ primer oldatokat, /primer oldat = 1 oldószer + 1 oldandó anyag/, amelyeknek relatív impulzusmagassága 1.28-szorosa a legjobb régebben ismert folyadékos foszforokénak és olyan szekunder oldatokat /szekunder oldat = 1 oldószer + két oldandó anyag/, amelyeknek relatív impulzusmagassága 1.5-2 szerese az előbb is említett terfenil-xilol relatív impulzus magasságának, a szekunder oldandó anyag koncentrációjától és az alkalmazott fotomultiplier spektrális érzékenységétől függően. Ezek a különböző oxazol és oxadiazol származékok, melyekkel az előbb ismertetett eredményeket elérték azért is jelentősek, mert nagy térfogatu számláló esetén ezek relatív impulzus magassága 5-szöröse a terfenil-toluol relatív impulzus magasságának. Ezeknél a szekunder oldatoknál a terfenil, mint primer oldandó anyag szerepel. Az előbb ismertetett eredményt egy 60 literes térfogati számlálóban mérték 4 gr/liter terfenil és 0.1 gr/liter 1,4 - di - /2-(5 - feniloxazil)/-benzol koncentrációval toluolban. Ezen nagy térfogatu számlálóval egyébként energia proporcionalitást észleltek 2.5-4.5 MeV-os gamma sugarakra.

Ezen oxazol és oxadiazol származékok oldatai hosszabb hullámhosszal szcintillálnak, mint a terfeniles oldatok, de ezen tartományban még a fotomultiplierek érzékenyek. Az említett foszforok utánvilágítási idejére még nem történt adatközlés.

MÉRÉS

A bevezetésben említett gyors neutronszámlálást meglökött protonok útján, a lassu neutronok számlálását a folyadékos foszforba bevitt különböző borvegyületekben végbemenő magreakciók útján fogjuk végezni. A kis energiájú béta részecskék számlálása az aktiv anyagnak a folyékony foszforba történő bevitele útján oldható meg, két koincidenenciába kapcsolt fotomultiplier segítségével.

Jelen dolgozatban azon mérésekről kívánunk beszámolni, melyek a folyadékos foszforok vizsgálatával voltak kapcsolatosak. A méréseket az 1. sz. ábrán látható berendezéssel végeztük el. A folyadékos foszfort egy üvegtartályba helyeztük el, melynek egyik végét alumíniummal zártuk le a fényreflexió megnövelése céljából, a foszfortartó üveghenger másik végét csillámlemezzel fedtük be.

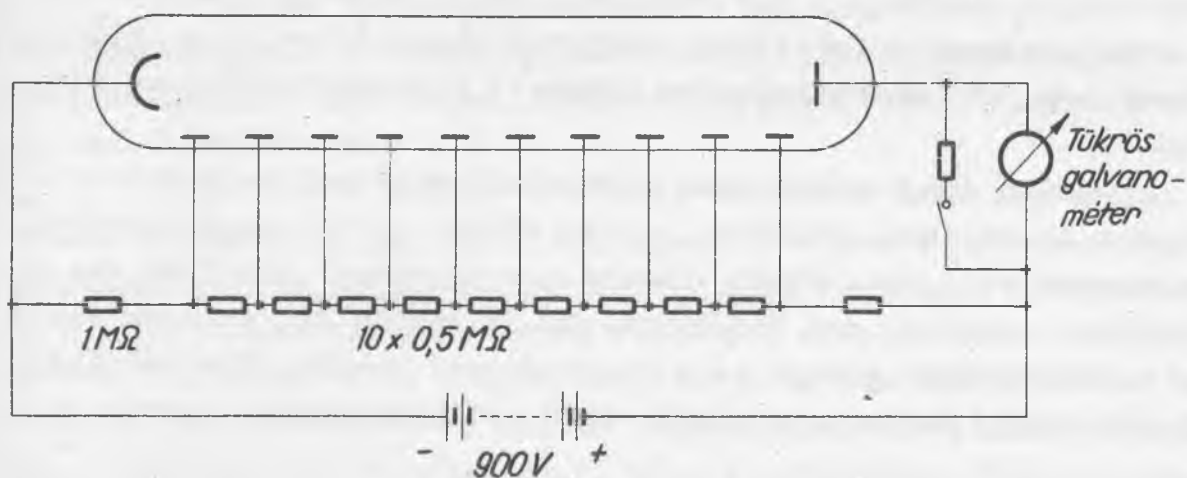


1. ábra

A foszforból a fény ezen a csillámlemezen keresztül jutott egy fényvezető plexire, amely közvetlenül érintkezett a multiplier fotókatódjával. A folyadéktartó ragasztásait meleg araldittal vé-

geztük el. Más ragasztóanyag a folyadékot szennyezi és kioltást idéz elő. A folyadékokat mindig ugyanazon folyadéktartóba helyeztük és ezekkel a geometriai körülmények legcsekélyebb változtatása nélkül végeztük el méréseinket. Mérési módszerként az integrált intenzitás módszerét választottuk, egyszerűsége és pontossága miatt. A berendezés kapcsolási rajza a 2. sz. ábrán látható.

RCA 5819 fotomultiplier



2. ábra

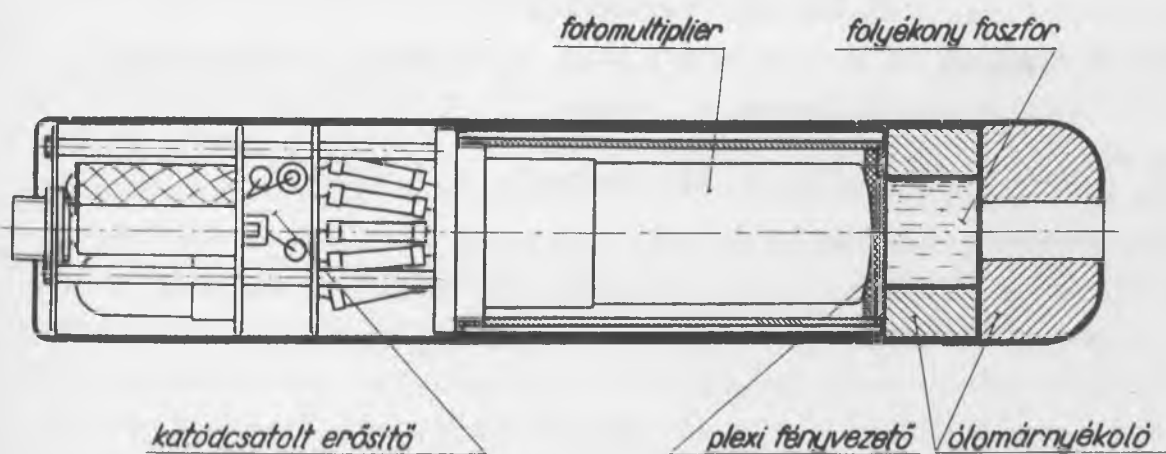
A mérési eredményeket az irodalmi adatokkal összehasonlítva [3,4] az 1. sz. táblázatban tüntettük fel. Az összehasonlítás az irodalmi adatokkal úgy történt, hogy a nálunk is beszerezhető igen tiszta antracént xilolban feloldottuk és az ezzel mért relatív intenzitást az irodalmi értékkel azonosnak vettük. A többi mérési eredményt saját méréseinkből a táblázatban feltüntettük. Mérések előtt a multipliereket több órán keresztül üzemeltettük, mert a multiplier sötétárama csak ezen idő után mutatott állandó értéket. Ezen sötétáram értékeket a folyadékos foszforral és a preparátummal mért áramértékekből mindig levontuk. Méréseinkben RCA 5819 fotomultipliert és Co-60 gammapreparátumot használtunk. Ugyancsak neutronszámlálással kapcsolatban megvizsgáltuk uranil-

nitrát és uranilacetát vizes oldatának a gammasugarak hatására történő világítását az előbb elmondott berendezésben. A mért relatív intenzitást ugyancsak az 1.sz. táblázatban tüntettük fel.

1. sz. táblázat.

Oldandó anyag	Oldószer	Koncentráció gr/liter	Relatív intenzitás	
			Irodalmi/3,4/	Mért.
p-Terfenil	Xilol	5	48	43
p-Terfenil	Toluol	4	43-48	45.5
p-Terfenil	p-Cimol	3	34	31
p-Terfenil	Benzol	4.5	34	25
Antracén	Xilol	1.4	6	6
Stilbén	Xilol	3	4	3.8
Uranilnitrát	Víz	50	-	0.3
Uranilacetát	Víz	10	-	0.3

A bevezetőben említett mérések egy részének elvégzésére megépítettünk egy folyadékos szcintillációs számláló fejet és folyamatban van a megfelelő szélessávú erősítő és amplitudo analízátor megépítése is. A számlálófej vázlatos rajza a 3.sz. ábrán látható.



3. ábra

ÖSSZEFOGLALÁS

Vizsgálatokat végeztünk a Radiológiai Osztályon előállított és tisztított folyadékos foszforokkal és megállapítottuk, hogy ezek a mérések alapján megfelelően bizonyultak.

Ezuttal is köszönetet mondok Bozóky Lászlónak és Haiman Ottónak munkám támogatásáért és Vizsolyi Endrének, aki az összes kémiai munkákat elvégezte.

.-.-.-.-.-

I r o d a l o m :

- [1] I.B.Birks: Scintillation Counters,
Pergamon Press L.T.D.1953,102.o.
- [2] S.C.Curran: Luminescence and the Scintillation Counter,
Butterwoths Scientific Publications, 1953, 127.o.
- [3] H.Kallman and M.Furst: Phys.Rev., V.79,857 /1950/.
- [4] H.Kallmann and M.Furst: Phys.Rev., V.81,853 /1951/.
- [5] F.B.Harrison: Nucleionics,V.10.No.6,40. /1952/.
- [6] F.N.Hayes,D.G.Ott.V.N.Kerr, and B.S.Rogers: Nucleonics,
V.13, No 12./1955/.
- [7] F.N.Hayes, D.G. Ott.V.N.Kerr, and B.S.Rogers:Nucleonics,
V.14, No 1. /1956/.
- [8] Vizsolyi E: K.F.K.I. Közleményei, 4.I.1956.
Érkezett 1956 máj. 4.

A kiadásért felelős a Felsőoktatási Jegyzetellátó V. igazgatója
1956

A kézirat nyomdába érkezett: V.17. Példányszám: 400

Készült Rotaprint lemezzről a MNOSz 5601-50 Á és 5602-50 Á szab-
ványok szerint 9 A/4 iv terjedelemben
40 ábrával

Készült a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalatnál

Felelős vezető: Bojkovszky Lajos

Táskaszám: 56.12571
